JAN 26 1925

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.25, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

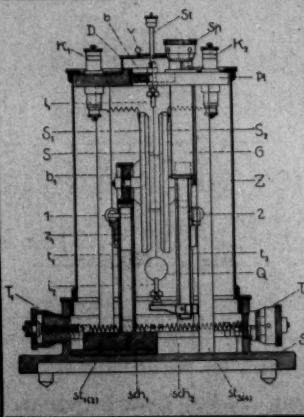
Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 23. Leipzig, 1. Dezember 1924. No. 675. Printed in Germany. **25. Jahrgang.**

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Elektrizität
in industriellen Betrieben

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Philippi.

Elektrizität im Bergbau

Von Prof. Dr.-Ing. e. h. W. Philippi. Mit 185 Abbildungen im Text und zwei Tafeln. IX und 301 Seiten mit Register. Gr. 8°. 1924. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

Elektrische Papiermaschinenantriebe

Von Dr. W. Stiel. Mit 202 Abbildungen. XI und 286 Seiten mit Register. Gr. 8. 1924. Geh. Gm. 16.—, Halbleinenband Gm. 18.—

In Vorbereitung:

Elektrische Ausrüstungen für Hebezeuge von Oberingenieur Schiebeler.
Elektrizität bei der Metallbearbeitung von Oberingenieur Karl Meller.
Elektrowärmewirtschaft in der Industrie von Ing. Dr. Bruno Thierbach.

VERLAG VON S. HIRZEL, LEIPZIG, KÖNIGSTR. 2

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1923 sind vorrätig und können zum Preise von G.-M. 5.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 23. 1. Dezember 1924. Redaktionsschluß für No. 1 am 10. Dezember 1924. 25. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. Vogtherr, Betrachtungen über die Zeit und Zeitmessung. S. 609.

Vorträge und Diskussionen von der 88. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Innsbruck:

W. Gerlach, Neue Untersuchungen über magnetische Atommomente und Richtungsquantelung. S. 618.

J. Mattauch, Über eine Methode zur experimentellen Bestimmung eines Widerstandsgesetzes kleiner Kugeln in Gasen. S. 620.

H. Daecke, Mathematisch-statistische Untersuchungen über die Subelektronen. S. 624.

M. A. Schirmann, Über die Erzeugung, Erhaltung und Messung höchster Vakua (die Extremvakuumpumpe, das Adsorptionsmanometer). S. 631.

W. Schottky, Diffusionstheorie der positiven Säule. S. 635.

K. Przibram, Zur Verfärbung und Lumineszenz durch Becquerelstrahlen. S. 640.

R. Tomaschek, Über den Einfluß des Grundmaterials auf die Phosphoreszenzemission. S. 643.

A. Gockel, Über die Ionisation der Atmosphäre. S. 646.

Besprechungen:

A. Sieberg, Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde. S. 648.

Personalien. S. 648.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Betrachtungen über die Zeit und Zeitmessung.

Von K. Vogtherr.

Die große philosophische Leistung der Relativitätstheorie soll, wie behauptet wurde, in der „kopernikanischen Wendung" bestehen, durch die sie zu einer neuen Auffassung der Zeit, insbesondere der Gleichzeitigkeit voneinander entfernter Ereignisse gelangt[1]). Wir wollen im Folgenden versuchen, die Berechtigung dieser Ansicht zu prüfen. — Im Gegensatz zu der Gleichzeitigkeit zweier Empfindungen oder Wahrnehmungen (z. B. der gesehenen Zeigerstellung einer Uhr in dem Augenblick, da sie zu schlagen beginnt) ist die Gleichzeitigkeit von physikalischem Geschehen kein unmittelbar sinnliches Erlebnis, vielmehr beruht sie auf einer Leistung des Verstandes, für welche die Wahrnehmung nur das zu verarbeitende Rohmaterial darstellt. Nun ist der Begriff der Gleichzeitigkeit im objektiven Sinne der Gleichzeitigkeit objektiver materieller Vorgänge (also als physische Gleichzeitigkeit und nicht im subjektiven Sinne der Gleichzeitigkeit verschiedener Wahrnehmungen) einem unmittelbaren Erlebnis des reinen Verstandes (der „reinen Sinnlichkeit" nach Kant[1]) entnommen. Er läßt sich ebensowenig definieren, d. h. er enthält ebensowenig durch andere einfachere und ursprünglichere Begriffe ausdrückbare Merkmale, als sich die Begriffe Gerade, Punkt, blau, süß definieren lassen. Diese undefinierbare absolute Gleichzeitigkeit gehört zu den Grundvorstellungen, welche die in Raum und Zeit ausgedehnte eine objektive Natur und deren Gesetzmäßigkeit erst bestimmen und möglich machen[2]) und sie ist insofern ein dem reinen Verstande entstammender Begriff a priori.

1) Von manchen Relativisten wird dagegen behauptet, die von Einstein ausgeführte „Relativierung" betreffe ausschließlich die „physikalische Zeit" und berühre den „philosophischen Zeitbegriff" in keiner Weise (s. z. B. W. Bloch, Einführung in die Relat.-Theorie 1920, S. 85). Ersteres ist richtig, dagegen kann der physikalische Zeitbegriff nicht vom philosophischen abgesondert werden. Es verhält sich nicht so, daß es für den Physiker eine besondere physikalische Zeit gibt, für den Philosophen eine philosophische, für den Mathematiker eine mathematische und daneben etwa für das gewöhnliche Leben noch eine besondere Alltagszeit. Sondern es gibt für Physiker, Mathematiker, Philosophen ebenso wie für alle sonstigen Sterblichen nur eine einzige, wahre, objektive Zeit, nämlich die mathematische (oder physikalische oder physische) Zeit, welche allein über eine wirkliche und meßbare Dauer verfügt, während das »Zeitgefühl" (die unmittelbare Wahrnehmung) uns nur eine angenäherte und häufig eine falsche, scheinbare Dauer vermittelt (psychologische Zeit). Der Unterschied zwischen der wahrgenommenen und der mathematischen, meßbaren Zeit steht auf gleicher Stufe mit dem zwischen der wahrgenommenen und der mathematischen, meßbaren räumlichen Anordnung der Dinge.

1) Wir verstehen hier unter „reinem Verstand" ein intuitives, nicht wie Kant ein reflektierendes Vermögen, also etwas der reinen Anschauung (reinen Sinnlichkeit Kants) Analoges, welches die Erkenntnisfunktionen der mathematischen (objektiven) Zeit, des mathematischen (objektiven) Raumes in sich schließt.

2) Die Relativisten werden uns entgegenhalten, ihre Theorie zeige ja gerade, daß die Behauptung relativer Gleichzeitigkeit sich mit einer allgemeinen Ordnung und Gesetzmäßigkeit in der Natur verträgt. Wir entgegnen, sie erreicht es nur dadurch, daß sie die absolute Zeit (und damit auch absolute Gleichzeitigkeit) voraussetzt, indem sie die relative Systemzeit von der Relativgeschwindigkeit der Systeme gegeneinander abhängig macht, und damit auch von der Zeit, die zu dieser Geschwindigkeit gehört und die nicht selbst relative Systemzeit sein kann, sondern die bisherige absolute Zeit ist. (Näheres darüber soll an anderer Stelle ausgeführt werden.) — Die Relativisten lassen

Eine Definition erfordert dagegen die Methode, nach der die Gleichzeitigkeit voneinander entfernter Ereignisse gemessen werden kann, sonst hätte sie allerdings innerhalb des Bereiches der Physik keine Bedeutung; erst diese Definition bestimmt die Gleichzeitigkeit, mit der es ein beobachtender und messender Physiker zu tun hat[1]). Es muß also tatsächlich auch für die Messung der absoluten Gleichzeitigkeit voneinander entfernter Ereignisse eine Definition dem Verstande gegeben sein (oder unbewußt und noch nicht in Begriffe gefaßt in ihm vorliegen) ehe sie empirisch (annähernd) festgestellt werden kann. Dadurch, daß die eine, objektive und absolute Zeit durch eine Vorschrift des Verstandes meßbar wird, d. h. die einzelnen Zeitstrecken in ihr und das „Zugleich" überall im Raume durch Zahlen ausgedrückt werden können, wird die objektive Zeit zur physikalischen Zeit.

Das Einsteinsche Postulat der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit setzt bekanntlich die Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten durch eine — wie die Relativisten selbst einräumen — willkürliche Definition[2]) fest: solche System-„uhren" sollen als synchron gestellt gelten, deren Zeigerstellung die Lichtgeschwindigkeit in jedem der geradlinig-gleichförmig bewegten Systeme zu 300000 km/sec angibt. Es wird ferner behauptet, daß eine andere als willkürliche Festsetzung darüber, was an verschiedenen Orten als Gleichzeitigkeit gelten und wie die Gleichzeitigkeit entfernter Ereignisse gemessen werden soll, prinzipiell nicht möglich sei[3]). Diese Behauptung von der prinzipiellen Unmöglichkeit einer Vorschrift, welche es erlaubte, die Gleichzeitigkeit ohne Willkür als eine absolute zu messen, bildet gleichsam das wohlverschanzte Zentrum der relativistischen Stellung. Man kann freilich daran denken, die Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten dadurch zu messen, daß man genau gleich konstruierte Uhren, die man auf gleiche Ganggeschwindigkeit am gleichen Orte geprüft, bzw. deren konstante Gangdifferenz man festgestellt hat, an verschiedene Orte bringt[1]). Dann wird aber vorausgesetzt, daß Bewegung die Ganggeschwindigkeit einer Uhr nicht beeinflußt oder auf dem Hin- und auf dem Rückweg in gleicher Weise beeinflußt, so

die mathematische Zeit vom räumlichen Koordinatensystem abhängig sein, während in Wahrheit das, was dem Koordinatensystem des Raumes in der Zeit entspricht, der einfache aufgewiesene Zeitpunkt und der sich anschließende Zeitablauf ist und das räumliche Koordinatensystem auf die Größe zu messender Zeitstrecken kein rlei Einfluß haben kann.

1) Definition hier in dem weiteren Sinne von Fassung in Begriffe und Urteile gebraucht. — Die meisten Relativitätstheoretiker, die sich mit den Grundlagen befassen, begehen den Fehler, den Begriff der Gleichzeitigkeit (der auf Verstandesanschauung fußt) und die Vorschrift zur Messung der Gleichzeitigkeit nicht gehörig auseinanderzuhalten und nicht sich klar zu machen, daß es sich zwar wohl definieren läßt, wie man die Gleichzeitigkeit zu messen hat, daß es aber nichtsdestoweniger undefinierbar bleibt, was Gleichzeitigkeit ist. Die Gleichzeitigkeit entfernter Ereignisse geht keineswegs aus der Vorschrift zu ihrer Messung hervor, wird nicht von deren Definition erst geschaffen. Auch wenn es keine derartige Vorschrift und keine meßbare Gleichzeitigkeit gäbe, würde doch der Begriff der Gleichzeitigkeit entfernter Ereignisse als der unmittelbaren Verstandesanschauung entnommen zu Recht bestehen können, er ist also nicht durch diese Vorschrift erschöpft. (Vgl. die vorletzte Anmerkung.)

2) Einstein selbst gibt zu, daß seine Zeitdefinition eine willkürliche ist. Siehe Ann. d. Phys. 17, 891, 1905.

3) So sagt z. B. H. Reichenbach (Die Naturwissenschaften 1923, S. 31): „Was für Ereignisse gleichzeitig heißen sollen bestimmt erst die Einsteinsche Vorschrift mit Hilfe von Lichtsignalen. Diese Vorschrift ist willkürlich — jede andere Vorschrift wäre ebenfalls willkürlich". In „Relat.-Theorie und Erkenntnis a priori", Berlin 1920 wird dies von Reichenbach folgendermaßen begründet: „Einstein ging davon aus, daß man, um in einem gewählten Koordinatensystem an jedem Punkt die synchrone Zeit zu definieren, einen mit bestimmter Geschwindigkeit sich ausbreitenden physikalischen Vorgang braucht, der Uhren an verschiedenen Punkten zu vergleichen gestattet. Über den Bewegungszustand dieses Vorgangs gegen das Koordinatensystem muß man dann eine Hypothese machen; von dieser Hypothese hängt die Zeit des Koordinatensystems und die Gleichzeitigkeit an getrennten Punkten ab. Darum ist es unmöglich, diesen Bewegungszustand zu bestimmen; denn für die Bestimmung müßte eine Zeitdefinition vorausgesetzt sein" (S. 9). — Ferner: „Die ‚absolute' Zeit fordert einen Vorgang, der sich mit unendlicher Geschwindigkeit ausbreitet; ein solcher Vorgang würde aber unseren Vorstellungen über die kausale Wirkungsübertragung durchaus widersprechen" (S. 11). — (Unter „absoluter" Zeit versteht Reichenbach hier und im folgenden die Zeit, in welcher eine absolute, allgemeingültige, eindeutige und objektive Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten besteht.) — „Das Prinzip der Relativität aller Koordinatensysteme, auch nur angewandt auf eine bestimmte Klasse von Koordinaten (nämlich auf gegeneinander gleichförmig bewegte Systeme) und das Prinzip der Nahewirkung lassen die absolute Zeit nur dann zu, wenn eine obere Grenze für die physikalisch erreichbaren Geschwindigkeiten nicht existiert" (S. 13). — „Man kann das Prinzip der Nahewirkung genau so gut ein apriores Prinzip nennen, wie etwa Kant die Unzerstörbarkeit der Substanz apriorisch genannt hat. Die genaue Bestimmung der absoluten Zeit wird also durch ein apriores Prinzip auf jeden Fall ausgeschlossen. Es hätte höchstens Sinn, eine stetige Annäherung an die absolute Zeit als möglich festzuhalten" (S. 12). — Aber auch dies lehnt Reichenbach ab, indem er sprechen, „daß man auch nicht von einer allmählichen Annäherung an die absolute Zeit sprechen kann, daß man diesen Begriff auch nicht im Sinne eines zwar unerfüllten, aber doch stetig approximierbaren Ideals gelten lassen kann" (S. 19). — Und M. Born sagt kurz und bündig: „Da das absolute Zugleich nicht feststellbar ist, so muß die exakte Wissenschaft diesen Begriff aus ihrem System ausmerzen" (Die Relat.-Theorie Einsteins, Berl. 1921, S. 184). — Wir werden in folgendem zeigen, daß eine derartige prinzipielle Nötigung zur Ablehnung absoluter Gleichzeitigkeit, wie sie Reichenbach, Born und andere Relativisten annehmen, keineswegs zu Recht besteht, daß insbesondere die absolute Gleichzeitigkeit an getrennten Punkten sehr wohl mit dem „Prinzip der Nahwirkung" vereinbar ist.

1) Siehe H. Dingler, Krit. Bemerkungen zu den Grundlagen der Rel.-Theorie, Leipzig 1921, S. 19.

daß durch eine an ihren Ausgangspunkt zurückgebrachte Uhr dieser Einfluß festgestellt werden könnte. Diese Voraussetzung ist zwar plausibel, aber keineswegs selbstverständlich und unanfechtbar, wenn man an die Möglichkeit eines den Weltraum gleichmäßig erfüllenden unsichtbaren Mediums, des Äthers denkt, durch den sich die Erde und Gestirne hindurchbewegen. Die geänderte Relativbewegung gegen den Äther könnte die Ganggeschwindigkeit einer Uhr auf dem Transport beeinflussen und es ließe sich ohne Kenntnis der Größe und Richtung der Ätherbewegung ein derartiger Einfluß für den Hinweg allein nicht experimentell ermitteln und in Rechnung stellen. Die Gleichzeitigkeit hergestellt durch den Transport von Uhren wäre also eine bis zu einem gewissen Grade ebenfalls willkürliche Definition, wenigstens solange die Kenntnis der etwaigen Ätherbewegung fehlt.[1])

Eine zweite Methode die Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten durch Messung zu ermitteln ist die, ein Signal zu benützen. Hier besteht aber die gleiche Schwierigkeit, da man stets die Geschwindigkeit des Signals, genauer die Zeit, die es zum Hinwege allein braucht, kennen und in Rechnung stellen muß. Man kann aber eine Signalgeschwindigkeit, wie eine kurze Überlegung lehrt, nur dadurch messen, daß man die Länge der durchlaufenen Strecke und die Zeitdifferenz zwischen Abgang und Eintreffen des Signals an den Endpunkten der Strecke feststellt. Die Ermittlung dieser Zeitdifferenz scheint also die beobachtbare Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten bereits vorauszusetzen und man bekommt den Eindruck, als ob eine Geschwindigkeit nur unter Voraussetzung der bereits gegebenen und durch direkte Beobachtung konstatierbaren Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten exakt gemessen werden könnte. Man ist sich bis zur Relativitätstheorie dessen gar nicht deutlich bewußt gewesen, daß bei der Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit durch Signale die auf den ersten Blick widersinnig anmutende Aufgabe vorliegt, die Geschwindigkeit eines physischen Etwas auf dem Wege von einem Ort zum andern, zu messen, ohne daß dabei die konstatierbare, d. h. an tatsächlichen Vorgängen wahrnehmbare und ablesbare Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten bereits irgendwie gegeben ist. Für die praktischen Zwecke genügt es freilich in den meisten Fällen, eine Geschwindigkeit mit der größten bekannten, der Lichtgeschwindigkeit zu vergleichen, diese als unendlich groß anzusetzen, oder, wenn man genauer verfahren will, als nach allen Richtungen konstant vorauszusetzen und mit ihrem angenäherten, unter dieser Voraussetzung experimentell ermittelten Wert in Rechnung zu stellen, wobei etwa vorhandene Unterschiede der Lichtgeschwindigkeit nach verschiedenen Richtungen, verursacht durch Relativbewegung des Lichtäthers („Ätherwind") unberücksichtigt bleiben. Theoretisch aber scheint, da die absolute Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten nicht als „Geschenk von oben" von vornherein irgendwie gegeben ist, sondern erst ermittelt werden müßte, die exakte Messung einer Geschwindigkeit und damit auch die exakte Feststellung der Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten durch Signale unmöglich zu sein. Sofern man sich nicht, wie die Relativitätstheoretiker, für berechtigt hält, durch ein willkürliches Postulat (man könnte auch sagen Dekret) vorzuschreiben, wie voneinander entfernte Uhren synchron gestellt werden sollen und die Messung der Gleichzeitigkeit exakt zu bewerkstelligen ist, scheint man sich also darauf beschränken zu müssen, die Durchschnittsgeschwindigkeit eines an seinen Ausgangspunkt zurückgesandten Signals für den ganzen Weg Hinweg plus Rückweg) exakt festzustellen.

Es scheint aber nur so. Natürlich könnte auch die Messung absoluter Gleichzeitigkeit niemals eine vollkommen genaue sein, so wenig wie irgendeine andere physikalische Messung, etwa die der Länge oder Masse eines Körpers. Dies steht auch hier nicht in Frage, sondern es handelt sich um die theoretische Möglichkeit, nicht die praktische Exaktheit der Messung der Gleichzeitigkeit entfernter Ereignisse. Was der Physiker vom Begriff der absoluten Gleichzeitigkeit fordern darf, ist ein exaktes Prinzip,

1) Zusatz bei der Korrektur: Selbst bei Kenntnis und Berücksichtigung der Ätherbewegung würde genau betrachtet die Ermittlung absoluter Gleichzeitigkeit durch den Transport von Uhren nicht verbürgt sein. Würde z. B. die Uhr auf einer Geraden senkrecht zur Ätherbewegung von A nach B und wieder zurück nach A gebracht werden, so wäre selbst in diesem Falle die Symmetrie der Bedingungen nicht zur Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit hinreichend. Denn es ließe sich auf diese Weise nur ein etwa vorhandener Einfluß der durchschnittlichen Transportgeschwindigkeit auf die Ganggeschwindigkeit der Uhr feststellen. Die Methode, die Gleichzeitigkeit durch den Transport von Uhren zu ermitteln, müßte also der Bedingung unterworfen werden, daß der Transport stets mit gleichförmiger Geschwindigkeit vor sich geht. Es würde ja bei wechselnden Transportgeschwindigkeiten die Gleichheit der Bedingungen für den Uhrengang nicht ohne weiteres verwirklicht sein (solange nicht die Unabhängigkeit des Ganges einer Uhr vor deren Beschleunigung experimentell nachgewiesen ist, was aber gegebene Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten voraussetzt), mit anderen Worten: es würde das Axiom der gleichen Zeiten (siehe das Folgende) sich nicht auf den Gang und die Periode ungleichförmig transportierter Uhren anwenden lassen. Um aber eine gleichförmige Transportgeschwindigkeit der Uhr herzustellen oder zu ermitteln, muß die Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten bereits gegeben und konstatierbar sein. Diese Methode führt also auf das Dilemma zurück, zu dessen Beseitigung sie ausgedacht wurde.

das ihre Messung ohne Willkür vorschreibt; mit welcher praktischen Genauigkeit diese dann möglich ist, das ist eine andere Angelegenheit, eine Sache der physikalischen Kenntnisse und der Technik. Dieses die Messung absoluter Gleichzeitigkeit garantierende Prinzip lautet nun folgendermaßen:

Unter gleichen Bedingungen brauchen gleiche physikalische Vorgänge stets gleich lange Zeit. Daraus ergibt sich für die Signalgeschwindigkeit folgender wichtige Satz: Erfolgt die Bewegung desselben Körpers oder die Fortpflanzung desselben physikalischen Vorganges von A nach B unter genau gleichen Bedingungen wie von B nach A (bezw. sind diejenigen Bedingungen gleich, die in einer Kausalbeziehung zum Vorgang stehen), so braucht die Bewegung oder Fortpflanzung von A nach B ebenso lange Zeit wie von B nach A. Hier wird also die gleiche Geschwindigkeit auf dem Hin- und Rückweg eines Signals nicht eigens gemessen, sie wird aber auch nicht willkürlich durch Definition, wie bei Einstein, herbeigeführt, sondern sie folgt ohne Willkür (infolge der Symmetrie der Bedingungen) aus dem Kausalprinzip (man müßte denn dieses selbst eine willkürliche Voraussetzung nennen wollen). So ergibt sich die (zunächst nur theoretische) Möglichkeit, die absolute Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten durch ein Signal auch von endlicher Fortpflanzungsgeschwindigkeit festzustellen[1]).

1) Ins Gebiet des Meßbaren und Konstatierbaren übertragen wird also die Zeitanschauung des reinen Verstandes durch das Kausalprinzip (und ebenso auch die Raumanschauung, wie sich aus der richtigen Definition des „starren Körpers" ergibt). Ist die Gleichheit der ursächlichen Bedingungen auf dem Hin- und Rückweg realisiert, so ergibt sich, wie eine kurze Rechnung zeigt, für die zur Synchronstellung der Uhr in B erforderliche Korrektur K_B folgende Formel:

$$K_B = \frac{1}{2}\left(t_A + t_A' - t_B - t_B'\right).$$

Dabei ist

t_A = Zeigerstellung der Uhr in A bei Absendung des Signals,

t_A' = Zeigerstellung der Uhr in A bei Rückkunft des Signals,

t_B = Zeigerstellung der Uhr in B bei Ankunft des Signals,

t_B' = Zeigerstellung der Uhr in B bei Absendung des Signals.

Vorausgesetzt ist, daß die Uhren in A und B gleiche Uhren unter gleichen Bedingungen sind, also gleich rasch gehen. Unter dieser Voraussetzung ist es nicht notwendig, daß das Signal bei Ankunft in B ohne Zeitverlust zurückgegeben wird. Ist dies der Fall, wie bei der Spiegelung eines Lichtsignals, so ist $t_B' - t_B = 0$ und die Formel lautet:

$$K_B = \frac{1}{2}\left(t_A + t_A'\right) - t_B.$$

Diese beiden Sätze, welche das auf die Zeitdauer von materiellen Vorgängen angewandte Kausalprinzip — gleiche Bedingungen — gleiches Geschehen — enthalten, kann man das Axiom der gleichen physischen Zeitstrecken und der gleichen physischen Geschwindigkeiten nennen. Der erste Satz ermöglicht es unter Berücksichtigung der zurzeit zu Gebote stehenden physikalischen Kenntnisse an allen Stellen des Raumes Uhren aufzustellen, welche mit der größten zurzeit erreichbaren Genauigkeit gleich rasch gehen, also gleiche Zeitstrecken überall im Raume und zu jeder Zeit zu messen gestatten. Der zweite Satz gibt Anleitung zur Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit überall im Raume und es wird des weiteren zu erörtern sein, wie durch Verwendung dieses (unbewußt von jeher zugrunde gelegten) Zeitaxioms dem Physiker die tatsächliche Festsetzung absoluter Gleichzeitigkeit möglich ist. Da ist zunächst zu sagen, daß er der Gesamtheit derjenigen physikalischen Kenntnisse, die bei dem betreffenden Vorgang in Frage kommen, sich bedienen muß, und daß ihn nicht willkürliche Zeitdefinitionen dessen entheben können. Er wird also nach den ihm zur Verfügung stehenden Kenntnissen die Symmetrie aller kausalen Bedingungen für den Hin- und Rückweg des Signals zu verwirklichen suchen, er wird dafür sorgen, nicht-symmetrische Einflüsse auf die Signalgeschwindigkeit zu eliminieren oder durch andere Einflüsse zu äquilibrieren oder, wenn beides nicht möglich oder nicht tunlich ist, in Rechnung zu stellen. Benützt er z. B. Schallsignale, so hat er (in erster Linie) auf Windstille zu achten, benützt er, wie es im Praktischen stets der Fall sein wird, Licht- oder elektrische Signale, so wäre Ätherwindstille notwendig; entzieht sich das elektromagnetische Medium seiner Beeinflussung, so wird er dessen Geschwindigkeit zu ermitteln suchen müssen, um sie dann in Rechnung zu stellen. Dazu dient ihm bekanntlich das Michelsonsche Interferometer. Man darf nun nicht etwa einwenden, daß die Ermittlung der Geschwindigkeit eines materiellen „Etwas" (des Äthers), das nicht mehr an seinen Ausgangspunkt zurückkehrt, also doch Voraussetzung der Messung absoluter Gleichzeitigkeit sein soll, während andrerseits die konstatierbare Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten doch offenbar Voraussetzung der Messung einer solchen Geschwindigkeit sei, daß wir uns also hier in einem

Es ist auch, theoretisch betrachtet, nicht notwendig, die größte bekannte Geschwindigkeit zur Feststellung der absoluten Gleichzeitigkeit zu benützen, wiewohl man aus praktischen Gründen der Meßgenauigkeit diese stets dazu verwenden wird.

Zirkel bewegen. Denn letztere Behauptung ist in diesem Fall unrichtig, weil die nicht an ihren Ausgangspunkt zurückkehrende Ätherbewegung hier mit der an ihren Ausgangspunkt zurückkehrenden Lichtbewegung durch das Unabhängigkeitsprinzip in eigenartiger Weise verkoppelt ist. Um dies nachzuweisen ist erforderlich, die die Zeit und Geschwindigkeit betreffenden Voraussetzungen zu betrachten, die bei Anstellung des Versuchs von Michelson stillschweigend gemacht wurden. Diese Voraussetzungen sind: 1. Das Licht hat relativ zum Äther nach allen Richtungen auf dem Hin- und Rückweg die gleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeit, es ist in dieser Hinsicht keine Richtung von der andern unterschieden. Dieser Satz ergibt sich als Folgerung aus dem oben angeführten Satz der gleichen Zeiten: die ursächlichen Bedingungen der Lichtfortpflanzung sind nach allen Richtungen die gleichen, also auch die Geschwindigkeiten. Es wird angenommen, daß keine Einflüsse bestehen, welche die Lichtgeschwindigkeit relativ zum Äther (im Vakuum) abändern, wären sie bekannt (z. B. als Einfluß der Gravitation), so könnten sie in Rechnung gestellt werden. Die Relativbewegung des Äthers zur Luft hat keinen derartigen Einfluß auf Geschwindigkeit und Richtung des Lichts, wie das Experiment von Fizeau ergeben hat (bzw. der Einfluß ist außerordentlich gering, könnte aber in Rechnung gestellt werden). 2. Wird vorausgesetzt, daß die Strömung des Äthers an den einzelnen Stellen innerhalb des Apparates nach Größe und Richtung konstant ist. Dies ist aber keine notwendige Voraussetzung, denn ein Variieren der Spiegelabstände würde die Inkonstanz in dieser Hinsicht uns verraten. „Hinreichend kleine" Apparate würden durch Betrachtung an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten auch die Gesetzmäßigkeit einer inkonstanten Ätherströmung erkennen lassen[1]). 3. Wird vorausgesetzt der Satz vom Parallelogramm der Geschwindigkeiten und 4. das Vorhandensein eines starren Körpers, der den konstanten Spiegelabstand herstellt, ersteres eine phoronomische Selbstverständlichkeit, letzteres ein Problem für sich, das übrigens zu ganz analogen Formulierungen führt wie das der absoluten Gleichzeitigkeit, jedoch hier nicht besprochen werden kann[2]).

Dagegen findet sich die von vornherein konstatierbare Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten nicht unter den Voraussetzungen[1]). Das Experiment von Michelson ermöglicht also durch seine Anordnung ohne die Voraussetzung derartiger Gleichzeitigkeit die Größe und Richtung der Geschwindigkeit des Lichtmediums zu messen, indem man durch Drehungen des Apparates diejenigen Stellungen ermittelt, welche die größte Verschiebung der Interferenzstreifen ergibt (wenn eine derartige Relativbewegung des Lichtmediums existiert[2]). Also kann auch ohne die Voraussetzung gegebener Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten auf diese Weise die Geschwindigkeit eines Körpers (des Äthers) gemessen werden, der nicht an seinen Ausgangspunkt zurückkehrt. Das Paradoxon ist somit aufgelöst. Bei dieser Messung wird in dem senkrecht zur Ätherströmung stehenden Schenkel des Apparates die Symmetrie der Bedingungen für Hin- und Rückweg realisiert, während bei der um 45^0 davon abweichenden Nullstellung (welche keine Streifenverschiebung ergibt) die Bedingungen für den Gang der Strahlen in beiden Schenkeln die gleichen (jedoch für Hin- und Rückweg im gleichen Schenkel verschieden) sind. Dieser Umstand ist es offenbar, der die Messung theoretisch möglich macht und damit auch die absolute Synchronstellung von Uhren durch Lichtsignale im strömenden Äther. Es wird dabei die Geschwindigkeit des Lichts zunächst in erster Annäherung unter Vernachlässigung der etwa vorhandenen Ätherströmung, z. B. mit Hilfe eines rotierenden Spiegels nach Foucault gemessen, ohne daß an verschiedenen Orten befindliche synchron gestellte „Uhren" dabei benützt werden. Aus dieser angenäherten Lichtgeschwindigkeit und der im Michelsonversuch

1) Es handelt sich hier nur um die theoretische Möglichkeit, nicht praktische Durchführbarkeit derartiger Messungen.

2) Näheres darüber soll an anderer Stelle mitgeteilt werden.

1) Dem Satz vom Parallelogramm der Geschwindigkeiten liegt allerdings die Vorstellung absoluter Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten zugrunde, jedoch setzt er damit nicht die gegebene, konstatierbare Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten voraus. Vielmehr ist es unbedingt gewiß und a priori feststehend, daß sich Geschwindigkeiten in der von ihm angegebenen Weise addieren.

2) Dabei ergibt sich der Richtungssinn der Ätherbewegung erst aus der Zu- oder Abnahme der Streifenverschiebung bei einer geänderten Geschwindigkeit des Apparats gegenüber dem Äther. Ein zweites, in Gedanken anzustellendes Experiment mit einem relativ zur Erde bewegten Interferometer oder auch die Änderung der Geschwindigkeit eines Punktes der Erdoberfläche infolge der täglichen und jährlichen Bewegung der Erde könnte dazu dienen, auch den Richtungssinn der Ätherbewegung zu ermitteln. Die Schwierigkeit oder Unmöglichkeit der praktischen Durchführung derartiger Beobachtungen ist ohne Belang, da es sich hier nur um die prinzipielle Möglichkeit der Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit handelt. Praktisch genommen wäre schon die Feststellung der Größe und Richtung der Ätherbewegung wegen der geringen Verschiebung der Interferenzstreifen nur eine Schätzung oder ungenaue Messung.

ebenfalls ohne Benützung derartiger „Uhren" bestimmbaren Streifenverschiebung läßt sich nun durch Einsetzen in die Formeln des Michelsonversuchs eine genauere Lichtgeschwindigkeit ermitteln, welche nun den Bewegungszustand des Äthers berücksichtigt und unter Umständen relativ zur Erde nicht mehr den gleichen Wert nach den verschiedenen Richtungen hat, es ist also ein Fortschritt in der Genauigkeit der Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit an entfernten Orten erzielt.

Man könnte vielleicht einwenden: zugegeben, daß der Michelsonversuch in bewegtem Äther angestellt positiv ausfallen müßte, so werde von uns bei den vorhergehenden Überlegungen vorausgesetzt, daß die Äthergeschwindigkeit klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit sei, und diese Voraussetzung sei, solange die Äthergeschwindigkeit noch nicht irgendwie gemessen sei, willkürlich, daher sei auch die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit relativ zum Äther und somit auch die der absoluten Gleichzeitigkeit willkürlich (da man die Lichtgeschwindigkeit in die Formel einsetzen müsse, um aus der ermittelten Streifenverschiebung die Äthergeschwindigkeit zu berechnen). Dieser Einwand ist jedoch nicht stichhaltig, wie sich leicht zeigen läßt. Mißt man die Durchschnittsgeschwindigkeit eines in der Richtung der Ätherbewegung (die sich aus dem Michelsonversuch entnehmen läßt) laufenden Lichtsignals nach der Methode von Fizeau oder Foucault unter Verwendung der Formel $c_1 = \frac{2l}{t_1}$, so erhält man dafür den Wert

$$c_1 = \frac{c^2 - v^2}{c} = c\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$$

(abgesehen vom Beobachtungsfehler); ebenso bei Messungen senkrecht zur Ätherströmung den Wert

$$c_2 = \frac{2l}{t_2} = \sqrt{c^2 - v^2} = c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

und für alle übrigen Richtungen Werte der Lichtgeschwindigkeit, die zwischen diesen beiden Zahlen liegen. Das Verhältnis $\frac{v^2}{c^2}$ läßt sich durch den Michelsonversuch ermitteln, denn es ist bekanntlich $\Delta = a\frac{v^2}{c^2}$ (Δ = Unterschied der Lichtwege, a = Spiegelabstand)[1]). Also ist die von der Ätherbewegung losgelöste Lichtgeschwindigkeit

$$c = \frac{c_1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{2l}{t_1\left(1 - \Delta/a\right)}$$

welch letzterer Ausdruck nur experimentell ermittelbare Größen enthält, und es ist ferner die Geschwindigkeit des Äthers $v = c\sqrt{\Delta/a}$. Ein analoges Verfahren führt auch für jede andere Richtung, in welcher die Lichtgeschwindigkeit gemessen wird zum Ziel[1]).

Die Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit durch Lichtzeichen oder sonstige Signale ist also möglich und sie geht einfach nach den Gesichtspunkten vor sich, welche für die Beeinflussung einer Signalgeschwindigkeit ganz im allgemeinen in Betracht kommen. Es sind dies folgende:

1. Ort, Lage und Bewegung des physikalischen Systems im völlig leeren Raum hat keinen Einfluß auf die immer nur relativ zu einem Körper oder Stoff feststellbare Richtung und Geschwindigkeit des Signals (Prinzip der Homogenität und Immaterialität des Raumes).

2. Aller Einfluß auf die Signalgeschwindigkeit, der von gewöhnlicher Materie ausgeht, kann prinzipiell durch Variation der Versuchsbedingungen bei genügend fortgeschrittenen physikalischen Kenntnissen und genügend feiner Technik erkannt, quantitativ ermittelt und dann bei Festsetzung der Gleichzeitigkeit eliminiert oder in Rechnung gestellt werden, ebenso auch der von kosmischen Massen und Kräften etwa ausgehende Einfluß (z. B. der der Gravitation) durch Betrachtung bei verschiedenen Konstellationen. Angenommen z. B. man würde auf die Annahme geführt, daß im Michelsonversuch der zentrale Spiegel bei der Reflexion das Licht durch Abstoßung gegenüber der Geschwindigkeit des einfallenden Strahls beschleunige, die peripheren Spiegel jedoch nicht, dann müßte ein Spiegel aus anderem Material, anderer Masse oder Dichte oder elektrischem Verhalten usw. eine andere Abstoßung ausüben, die Variation der Versuchsbedingungen ließe dies also auch quantitativ erkennen.

1) Diese Formel gilt nur angenähert. Wäre die Äthergeschwindigkeit nicht klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit, so könnte sie durch eine Formel ersetzt werden, welche höhere Potenzen von v/c berücksichtigt.

1) Ließen sich die Werte von t_1 = Zeit des Lichtsignals für Hin- und Rückweg parallel zur Ätherströmung und von t_2 = Zeit des Lichtsignals für Hin- und Rückweg senkrecht zur Ätherströmung bei der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach Fizeau oder Foucault mit genügender Genauigkeit direkt der Beobachtung entnehmen (was erst bei einer Äthergeschwindigkeit von ca. 100000 km/sec möglich würde), so ließen sich die Werte von c und v ohne Anstellung des Michelsonversuchs aus den Formeln

$$c = \frac{2l t_1}{t_2^2} \quad \text{und} \quad v = \frac{2l}{t_2^2}\sqrt{t_1^2 - t_2^2}$$

direkt berechnen.

3. Aller Einfluß, der von einer nicht experimentell beeinflußbaren Ätherbewegung ausgeht, muß in einem hinreichend kleinen Gebiet nach Größe und Richtung konstant sein, er ist daher in diesem nach der Methode des Michelsonversuchs, wie ausgeführt, bestimmbar.

Nun ist aber der Michelsonversuch bekanntlich negativ ausgefallen. Hätte er ein positives Ergebnis gehabt, so wäre man wohl niemals auf den Gedanken gekommen, daß es keine Gleichzeitigkeit voneinander entfernter Ereignisse im absoluten Sinne geben könne, denn solange sich das Licht im Äther als dem Bezugssystem seiner Geschwindigkeit fortpflanzt, besteht auch eine absolute Gleichzeitigkeit. Erst die Schwierigkeit, den negativen Ausfall dieses Versuchs zu erklären, brachte Einstein auf die Idee, sie durch den Begriff einer relativen Gleichzeitigkeit mitsamt dem Äther zu beseitigen. Es ist aber aus dem Experiment von Michelson nicht zu schließen, daß es keinen Äther gibt, denn das läßt die Erfahrungstatsache, daß die Lichtfortpflanzung unabhängig von der Bewegung der Lichtquelle ist, also auf irgendein anderes materielles Etwas bezogen werden muß, nicht zu, sondern daß entweder Erde und Äther relativ zueinander in Ruhe sind, oder daß die Bewegung des Äthers derart die starren Körper beeinflußt, daß der Wegunterschied der Lichtstrahlen im Interferometer ausgeglichen wird, wie dies H. A. Lorentz annahm (Kontraktionshypothese). Daß die erstere Annahme keine unüberwindlichen Schwierigkeiten macht, wurde von verschiedenen Seiten betont, sie hat überdies den Vorzug der Natürlichkeit[1]). Nach dieser Auffassung läßt sich also die absolute Gleichzeitigkeit an der Erdoberfläche durch optische und elektrische Signale ermitteln, ohne daß eine Korrektur nötig ist, welche dem Bewegungszustand des Äthers Rechnung trägt, und auch für den Himmelsraum sind Methoden prinzipiell denkbar, um die Strömungen des Äthers in ihm festzustellen und dadurch die absolute Gleichzeitigkeit kosmischer Ereignisse. Wenn man andererseits sich der Auffassung von Lorentz anschließt, die freilich das Schulbeispiel einer „Hypothese ad hoc" darstellt, dann würde allerdings der Bewegungszustand des Äthers sich durch optische und elektrische Experimente, soviel man sieht, auf keine Weise ermitteln lassen. Es wäre aber nicht ausgeschlossen, daß spätere Erfahrung ihn auf andere Weise feststellen könnte, man wäre also auch dann nicht berechtigt zu sagen: es gibt prinzipiell keine meßbare absolute Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten, sondern man dürfte nur folgern: vorläufig, nach unseren jetzigen Kenntnissen und Hypothesen läßt sich die absolute Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten nicht durch Messung ermitteln. Man darf die Möglichkeit nicht leugnen, daß spätere Experimente die ohnehin unwahrscheinliche Kontraktionshypothese umstoßen können oder daß auf sonst eine Weise spätere Erfahrungen aus der Verlegenheit helfen und diese Messung ausführbar machen.

Man wird uns vielleicht entgegenhalten: die Vorstellung, daß die Lichtgeschwindigkeit stets relativ zum Äther nach allen Richtungen konstant sei und sich nach dem Unabhängigkeitsprinzip zur Ätherbewegung geometrisch addiere, welche von uns zu den notwendigen Prämissen der Deutung des Michelsonversuchs und damit der exakten Feststellung der Äthergeschwindigkeit, Lichtgeschwindigkeit und absoluten Gleichzeitigkeit vermittelst Lichtsignalen gezählt wurde, sei eine willkürliche Voraussetzung oder zum mindesten eine bisher unbewiesene Hypothese. Dieser Einwand, welcher Beachtung verdient, kann natürlich nicht dahin verstanden werden, daß das Axiom der gleichen physischen Geschwindigkeiten, aus welcher wir die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit im freien Äther herleiteten, und das Unabhängigkeitsprinzip keine unbedingte Geltung beanspruchen können, sondern nur dahin, daß möglicherweise auch im freien Äther die Bedingungen der Lichtfortpflanzung nicht nach allen Richtungen die gleichen sind, was entweder auf einer Anisotropie des Äthers oder auf einer Anisotropie oder sonst abweichenden Verhalten des Lichts gegenüber dem Äther beruhen könnte. Man könnte sich, was letzteres betrifft, vorstellen, daß 1. in Wirklichkeit die Lichtgeschwindigkeit stets relativ zur Lichtquelle und nicht relativ zum Äther konstant ist, oder 2. daß für den im Äther bewegten Spiegel (bzw. für einen im Ätherwind ruhenden Spiegel) ein anderes Reflexionsgesetz als das bisher angenommene tatsächlich gilt, z. B. ein der Emissionstheorie entsprechendes, wonach der Reflexionswinkel gleich dem Einfallswinkel, aber auch die Geschwindigkeit des reflektierten Lichts gleich der Geschwindigkeit des einfallenden, beides bezogen auf das System des Spiegels wäre, oder daß 3. der Ätherwind das Licht, weil es transversale Masse besitzt, nur in der Richtung der Wellennormale so mit sich führt,

1) Siehe P. Lenard, „Über Äther und Uräther, 2. Aufl., Leipz. 1922. und Ann. d. Phys. 73, 89 1913; E. Gehrcke in Drudes Optik, 3. Aufl., S. 473 und Verh. d. D. Phys. Ges. 1918, S. 163 und 1919, S. 67; ferner K. Vogtherr, Astr. Nachr. 207, Nr. 5203, 1922 und 222, Nr. 5317, 1924.

wie es die bisherige Wellenlehre vorschreibt, nicht aber, oder nur allmählich, wenn die Lichtfortpflanzung senkrecht zum Ätherwind steht, so daß in diesem Falle keine momentane völlige Mitführung durch den Äther erfolgt. Dagegen ist zu sagen: allerdings würde in diesen Fällen die unter Voraussetzung der ausnahmslosen Konstanz der Lichtgeschwindigkeit relativ zum Äther berechnete Geschwindigkeit von Lichtsignalen nach verschiedenen Richtungen von der tatsächlichen etwas abweichen und damit auch die absolute Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten nicht richtig ermittelt werden. Aber es kommt bei allen diesen Hypothesen darauf an, ob auch die sonstige Erfahrung im Bereiche der Optik mit ihnen vereinbar ist, deren Zusammenhang allein zwischen den vorliegenden theoretischen Möglichkeiten entscheiden kann, und da ergibt sich denn sofort, daß dies, was das hier angenommene Verhalten des Lichts gegenüber dem Äther betrifft, nicht der Fall ist. Die Auffassung 1 widerspricht den Beobachtungen an Doppelsternen und dem Versuch von Sagnac, die Auffassung 2 ebenfalls (wenigstens was das irdische Licht betrifft) dem Versuch von Sagnac, und die Auffassung 3 würde in der vorliegenden Fassung, welche einen Ätherwind an der Erdoberfläche voraussetzt, ebenfalls in Widerspruch mit der Erfahrung stehen und fordern, daß der Reflexionswinkel in meßbarem Betrage vom Einfallswinkel abweicht. Aber auch wenn die eine oder andere dieser Auffassungen nicht der Erfahrung widerspräche, würde sie nichts gegen die Möglichkeit beweisen, die absolute Gleichzeitigkeit von Ereignissen an verschiedenen Orten zu ermitteln. Denn würde die Annahme 1 oder 2 von der Erfahrung gestützt, so wäre die Lichtgeschwindigkeit unabhängig von einer etwa vorhandenen Ätherbewegung und auf dem Hin- und Rückweg eines Lichtsignals unter sonst gleichen Umständen die gleiche, wenn die Annahme 3 den Tatsachen entspräche, so würde der Einfluß der Ätherbewegung auf die Lichtgeschwindigkeit auch für den Hinweg allein, trotz des ungleichen Verhaltens des Lichts gegenüber der Mitführung durch den Äther, sich nach dem Prinzip des Michelsonversuchs bestimmen lassen[1]) und das gleiche wäre auch bei allen übrigen derartigen Hypothesen der Fall.

Die einzige physikalische Bedingung (abgesehen von der bereits betrachteten Lorentzschen Kontraktionshypothese), welche dem ersten Anschein nach eine Bestimmung absoluter Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten unmöglich macht, wäre eine (in einer besonderen Struktur begründete) Anisotropie des Äthers in der Art, daß durch sie jede Signalgeschwindigkeit nur in einer bestimmten Richtung und nur auf dem Hinweg beeinflußt (vergrößert oder verringert) würde, auf dem Rückweg in gleicher Richtung und in den dazu senkrechten Richtungen dagegen nicht (oder in anderer Weise) abgeändert würde. Da eine derartige Anisotropie des Äthers auch die Ganggeschwindigkeit transportierter Uhren in ähnlich ungleicher Weise beeinflussen könnte, so ließe sich, soviel man sieht, die durch sie bewirkte Änderung der Signalgeschwindigkeit nicht von einer gleichmäßigen Beeinflussung derselben auf dem Hin- und Rückweg in einer bestimmten Richtung unterscheiden. So scheint also doch die von uns behauptete prinzipielle Möglichkeit der Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit eine, wenn auch durch gekünstelte Annahmen und eigens darauf gerichtete Spitzfindigkeit erzwungene theoretische Lücke zu besitzen.

Nun ist aber folgendes zu bedenken: Ruft eine derartige Anisotropie des Äthers keinerlei Änderungen im physikalischen Verhalten gegenüber dem physikalischen Verhalten in einem homogenen Äther hervor, welche jemals beobachtbar werden, ist sie also prinzipiell unerfahrbar und ununterscheidbar von der Homogenität des Äthers, so wäre sie eine höchst unnütze Hypothese und die dann ebenfalls prinzipiell unerfahrbare Veränderung der Signalgeschwindigkeit durch die Anisotropie des Äthers bestände nur als ein gänzlich überflüssiges und daher unberechtigtes Gedankending. Was prinzipiell unerfahrbar, in seiner Existenz weder wahrnehmbar noch erschließbar ist, und dennoch als räumlich-körperlich existierend vorgestellt wird, ist eine metaphysische, für die Wissenschaft belanglose Erfindung und muß daher abgelehnt werden, ebenso wie eine Zeit, die prinzipiell unerfahrbare zeitliche Bestimmungen von Vorgängen enthalten soll, als metaphysische Zeit abgelehnt werden muß. Ist dagegen die Anisotropie von Einfluß auf physikalische Vorgänge und dieser Einfluß früher oder später erfahrbar, so wird man auch durch Naturbeobachtung auf die Hypothese der Anisotropie geführt werden und die betreffenden Erfahrungen lassen dann sehr wahrscheinlich Schlüsse auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Signale verschiedener Richtung im Äther auch in quantitativer Hinsicht zu. So wird z. B. wenn das Huygenssche

1) Es würde auch in diesem Falle, wenn die Geschwindigkeit der Lichtfortpflanzung ungeachtet der transversalen Masse stets relativ zum Äther konstant bleibt, die Formel $\Delta = l\frac{v^2}{c^2}$ gelten und ein positiver Ausfall in gleichem Betrag zu erwarten sein, wie nach der gewöhnlichen Auffassung.

Prinzip gilt, bei der angenommenen Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit durch einen anisotropen Äther der Reflexionswinkel am gleichen Spiegel bei gleichem Einfallswinkel von der Orientierung im Raume (zum Äther) abhängig und es läßt sich daraus, genügende Schärfe der Beobachtung vorausgesetzt, die variable Lichtgeschwindigkeit nach den verschiedenen Richtungen berechnen. Auch in diesem Falle wäre also die praktische Feststellung absoluter Gleichzeitigkeit nur abhängig von der genügenden Entwicklung der physikalischen Kenntnisse und einer hinreichenden Feinheit der Meßtechnik. Es geht aus derartigen Überlegungen deutlich hervor, daß eine Vorschrift, wie die absolute Gleichzeitigkeit an verschiedenen Orten durch Messung vermittelst Signale zu bestimmen sei, bereits in jeder eine Bewegung betreffenden berechtigten Hypothese, die wir an die Natur heranbringen, implicite enthalten ist, weil ihr die reine Verstandesanschauung der Zeit zugrunde liegt. Indem nun weitere Naturbeobachtung und neue Erfahrung im Laufe der Zeit zwischen den einzelnen möglichen Hypothesen auswählt, trifft sie auch zwischen den besonderen auf Hypothesen gegründeten Vorschriften, die Gleichzeitigkeit an entfernten Orten zu bestimmen, eine Auswahl. Diese ist daher ebensowenig willkürlich bestimmt, als eine durch Naturbeobachtungen bestätigte und mit den Erkenntnisgesetzen in Einklang stehende physikalische Hypothese willkürlich genannt werden kann. Sondern die physikalischen Hypothesen haben einen mehr oder weniger großen Wahrheitsgehalt, der Rest ist Willkür. So ist es auch mit jeder besonderen physikalischen Vorschrift zur Bestimmung der Gleichzeitigkeit entfernter Ereignisse: das, was an ihr willkürlich ist, beruht auf falschen Vorstellungen von dem Zusammenhang physikalischer Vorgänge und auf der Unvollkommenheit spezieller physikalischer Kenntnisse, nicht aber auf einer prinzipiellen Unvollkommenheit unseres Verstandes und der von ihm benutzten Zeitaxiome. Sondern die Möglichkeit einer nicht willkürlichen, mehr oder weniger angenäherten Feststellung der Gleichzeitigkeit ist prinzipiell auf jeder Entwicklungsstufe des physikalischen Wissens und der durch sie ermöglichten Genauigkeit gegeben.

Einer dritten und letzten Art, die Gleichzeitigkeit objektiv zu bestimmen, sei hier noch kurz Erwähnung getan. Sie beruht darauf, daß die phoronomische Gesetzmäßigkeit bewegter geometrischer Gebilde auch für physische Gegenstände Geltung hat (phoronomische Gleichzeitigkeit). Sätze wie: zwei gegen einander bewegte parallele Gerade berühren sich in allen Punkten gleichzeitig, oder: die Endpunkte zweier gleich langer Strecken, die sich auf einer Geraden gegen einander bewegen, begegnen sich gleichzeitig — um nur die einfachsten Fälle anzuführen — sind apodiktisch, a priori wahr, sie haben aber nichtsdestoweniger, ebenso wie die der (euklidischen) Geometrie, Geltung für die physische, körperliche Wirklichkeit, wenn sie auf physische Gebilde angewandt werden, die geometrische Gebilde realisieren (starre Körper, Lichtstrahlen), und sie ermöglichen so die Feststellung absoluter physischer Gleichzeitigkeit[1]). Diese Methode ist nicht nur in theoretischer Hinsicht höchst bemerkenswert, sondern auch von praktischer Bedeutung, indem die übliche Art, die Gleichzeitigkeit für verschiedene Orte der Erdoberfläche auf astronomischem Wege durch Beobachtung der Durchgangszeit eines Sternes durch den Meridian zu ermitteln[2]), auf phoronomischer Gleichzeitigkeit beruht. Hier ist die Erde und das mit ihr festverbundene Fernrohr der starre Körper, der sich gegen parallele Gerade (Lichtstrahlen) drehend bewegt. Genau genommen ist allerdings auch die Feststellung der Gleichzeitigkeit vermittelst der Sternzeit keine streng absolute, es wird vielmehr dabei stillschweigend vorausgesetzt, daß an den verschiedenen Punkten der Erdoberfläche nach Berücksichtigung des Einflusses der Erdrotation keine verschiedene Relativbewegung zum Äther mehr besteht. Die exakte Behandlung führt also auch in diesem Falle auf das Problem der Ätherbewegung (und der Gesetzmäßigkeit der Lichtausbreitung im bewegten Äther), wie jede andere zu ermittelnde objektive Gleichzeitigkeit gesehener Ereignisse.

1) Die angeführten Sätze zeigen aufs deutlichste, daß es eine reine und völlig bestimmte Verstandesanschauung nicht nur des Raumes, sondern auch der Zeit gibt. Es ist also die absolute allgemeingültige Gleichzeitigkeit nicht stets eine physische Gleichzeitigkeit wirklicher Ereignisse und es erweist sich so, daß die mathematische und physische Zeit, obwohl sie sich nie widersprechen, doch genau besehen voneinander unterschieden werden können. Sie stehen im gleichen Verhältnis zu einander, wie z. B. das gleichschenklig-rechtwinklige Dreieck der Geometrie, dessen räumliche Verhältnisse a priori feststehen, und ein physisches auf eine starre Ebene gezeichnetes gleichschenklig-rechtwinkliges Dreieck, für das die geometrischen Sätze Geltung haben.

2) Siehe v. Gleich. Zeitschr. f. Physik **25**, 235, 1924. Es wird hier der zur Korrektur der Sternzeit (zu ihrer Umrechnung auf absolute Weltzeit) nötige Wert der geographischen Länge eines Ortes als bekannt und richtig ermittelt vorausgesetzt. Diese Ermittlung erfolgt allerdings ursprünglich durch Beobachtung des Zeitpunkts, an welchem ein kosmisches oder irdisches Signal den Beobachter erreicht, also mit Hilfe der Signalgleichzeitigkeit, sie könnte aber, theoretisch betrachtet, auch durch eine vollkommene Erdmessung auf rein geometrischem Wege und ohne Benutzung der Signalgleichzeitigkeit ausgeführt werden.

(Eingegangen 22. Juli 1924.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 88. VERSAMMLUNG DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE IN INNSBRUCK[1]).

Walther Gerlach (Frankfurt a. M.), Neue Untersuchungen über magnetische Atommomente und Richtungsquantelung.

Auf Wunsch der Redaktion der Physikalischen Zeitschrift wird im folgenden ein kurzer Überblick über den Vortrag gegeben, der in ausführlicher, teilweise erweiterter Form in kurzem in den Annalen der Physik erscheinen wird.

Otto Stern hat vor drei Jahren auf dem Jenaer Physikertag eine Überlegung mitgeteilt, nach welcher es möglich erschien, nicht nur das magnetische Moment eines Atoms zu bestimmen, sondern auch die von Debye und von Sommerfeld zur modellmäßigen, quantentheoretischen Deutung des Zeemaneffektes erdachte Richtungsquantelung, welche von A. Sommerfeld sehr anschaulich dargestellt und zu einer allgemeinen Theorie der räumlichen Quantelung durchgeführt wurde, experimentell in ganz eindeutiger Weise zu prüfen. Es war dann auch bald gelungen, experimentell sowohl den einfachsten Fall der Richtungsquantelung nachzuweisen, als auch das magnetische Moment des normalen Silberatoms zu bestimmen; dieses ergab sich zu einem Bohrschen Magneton. Mittlerweile konnte man die Methode sowohl verbessern, als auch auf andere Elemente als Silber anwenden. Über einige der Fortschritte soll hier berichtet werden:

Zunächst sei ganz kurz das Prinzip der Methode wiederholt: Man arbeitet mit Atomstrahlen. Hierunter versteht man die 1892 von dem Amerikaner Anthony[1]) erstmalig dargestellte und richtig gedeutete Erscheinung: Atome, welche auf Grund ihrer Temperaturgeschwindigkeit im Hochvakuum sich in solchen Abständen geradlinig fortbewegen, daß sie sich gegenseitig nicht stören; insofern wird diese Atomstrahlung hier modifiziert, als durch Blenden dafür gesorgt wird, daß nur praktisch parallel fliegende Atome in die Untersuchungsapparatur hineinfliegen. Diese besteht wesentlich aus einem magnetischen Felde großer Inhomogenität solcher Art, daß Richtung des Feldes und Richtung der Inhomogenität einander parallel und beide senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Atomstrahls gerichtet sind. Haben die Atome ein magnetisches Moment, so werden sie im Felde aus ihrer Bahn abgelenkt. Gilt die Richtungsquantelung, so erhält man Ablenkungen der Atome um diskrete Winkel, also Aufspaltungen des Atomstrahls in mehrere diskrete Strahlen, wobei die Zahl der Aufspaltungen und ihre Größe durch das magnetische Moment des Atoms gegeben ist. Die klassische Theorie liefert — da nach ihr alle möglichen Stellungen der magnetischen Achse des magnetischen Atoms im Felde möglich sind — nur eine Verbreiterung des Atomstrahls unter der magnetischen Kraftwirkung. Tritt aber der Quantenfall ein und kennt man die Inhomogenität und die Geschwindigkeit, mit welcher die Atome durch das inhomogene Feld bekannter Länge fliegen, so ergibt sich aus der Größe der Ablenkung unmittelbar das magnetische Moment des Atoms, für welches Bohrs Theorie einen ganz bestimmten Wert liefert.

Das magnetische Feld eines großen Elektromagneten wirkt zwischen einem schneideförmigen Pol und einem spaltförmigen Pol nach Fig. 1. Seine Länge beträgt 30 bzw.

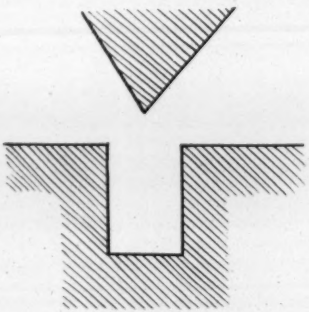


Fig. 1.

47 mm bei zwei Apparaten. Die Eisenschneide S_1 (Fig. 2) ist auf der einen Seite verlängert durch eine fest mit ihr verbundene Messingschneide S_2, welche zwei scharfkantige Spalte trägt, deren Breite gewöhnlich zwischen 30 und 70 μ beträgt. Die Schneide und der Spaltpol passen in zwei Eisenführungen, welche in ein Messingstück M eingelötet sind. Dieses besitzt zwei Schliffe. Über dem einen wird

1) Literatur usw. hierzu siehe Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Band III Artikel „Atomstrahlen" des Verf. 1924. S. 182—198.

eine, einen Konus tragende Metallplatte P gesetzt, an welcher sich ein Kühler K befindet, in welchem das Öfchen O gehalten ist, aus welchem der Atomstrahl herausverdampft. Über diese Platte wird eine Glasglocke luftdicht gesetzt (fehlt in der Figur), an welcher evakuiert wird. Der andere Schliff E trägt ein Gefäß zur Aufnahme eines Plättchens, auf welchem der Atomstrahl kondensiert wird; die Haltevorrichtung des Plättchens ist so eingerichtet, daß das Plättchen erforderlichenfalls mit flüssiger Luft gekühlt werden kann. — Schneide mit Spalten und Öfchenloch sind automatisch in einer Geraden justiert, welche parallel zur Magnetschneide verläuft.

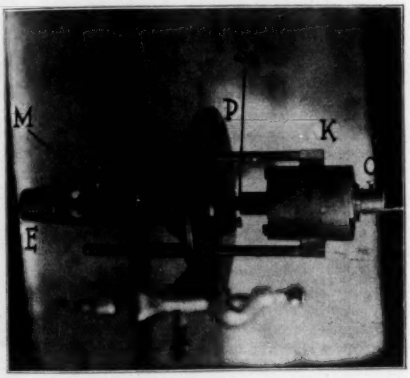


Fig. 2.

Fig. 2 gibt eine Photographie der wesentlichsten Teile. (Der spaltförmige Polschuh ist aus dem Messingmittelstück ausgelötet, so daß man direkt in den Apparat auf die Schneide sieht.)

Untersucht sind bisher 10 Elemente[1]).

1. Silber (8 neue Versuche). Das erste Ergebnis wurde stets bestätigt. Eine neue Magnetonmessung mit einer etwa doppelt so großen Aufspaltung wie früher (Ablenkung 0,22 mm) ergab gerechnet pro Mol $M = 5690$ Gauß · cm.

2. Kupfer (5 Versuche) verhält sich wie Silber. Quantitativ folgt — aus 2 Versuchen, welche zur Ausmessung geeignet waren — dasselbe magnetische Moment wie aus den Silberversuchen.

3. Gold (3 Versuche) verhält sich qualitativ und quantitativ wie Silber und Kupfer.

4. Thallium (4 Versuche) wird im Magnetfeld schwach beeinflußt: man beobachtet eine beiderseitige Verbreiterung mit solcher Intensitätsverteilung, daß unmagnetische Atome mit Sicherheit auszuschließen sind.

5. Zinn (9 Versuche) erleidet keinerlei Beeinflussung durch das Magnetfeld.

6. Blei (7 Versuche) verhält sich wie Zinn.

7. Antimon (5 Versuche) ist ebenfalls unbeeinflußt, doch ist es unsicher, ob Antimon atomar oder mehrfach molekular verdampft. Letzteres ist wahrscheinlicher.

8. Wismut (7 Versuche). Der Atomstrahl teilt sich in einen unbeeinflußten und einen stark angezogenen Teil auf. Es ist möglich, daß sich im Dampf neben Atomen auch Moleküle befinden.

9. Eisen (4 Versuche). Es wurde bisher keinerlei Beeinflussung durch das magnetische Feld gefunden. Sicher ist, daß unbeeinflußte Atome in starker Mehrzahl vorhanden sind. Das Ergebnis scheint mit dem Spektralverhalten nicht übereinzustimmen.

10. Nickel (11 Versuche). Der Atomstrahl wird im Feld in mehrere Teile aufgespalten. Bisher sind scharf erhalten O und $\pm i\,M$, wo i etwa gleich 2 ist. Es scheinen aber noch stärkere Aufspaltungen vorhanden zu sein. Doch überlagern sich diese offenbar wegen der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Strahl. Nickel liefert den ersten Fall des Nachweises eines Multipletts durch Atomstrahlversuche. Spektroskopisch ist der Normalzustand noch unbekannt. Fig. 3 zeigt eine Mikrophotographie der Nickelatomstrahlaufspaltung in etwa 9facher Vergrößerung.

Fig. 3.

1) Ein Teil der Ergebnisse siehe W. Gerlach u. A. C. Cillier, Zeitschr. f. Phys. **26**, 106—109, 1924. Die dort beschriebenen Versuche sind mittlerweile mit wesentlich verbesserten Hilfsmitteln wiederholt, so daß z. B. die noch vorhandene Unsicherheit bei Zinn beseitigt werden konnte.

Diskussion.

Herr Sommerfeld: Es ist anzunehmen, daß bei *Fe* nicht nur das energetisch tiefste Niveau des Grundquintetts (mit 9 magnetischen Komponenten), sondern auch die übrigen vier, energetisch benachbarten Niveaus angeregt werden (mit 7, 5, 3, 1 Komponenten). Da alle diese fünf Aufspaltungsbilder die Nullinie gemeinsam haben, würde in der Überlagerung derselben die Nullinie verstärkt erscheinen. Aber es ist theoretisch unbedingt zu erwarten, daß daneben mit abnehmender Intensität auch die anderen Linien (im Abstande $\pm\,{}^{3}/_{2}$, $\pm\,{}^{6}/_{2}$, $\pm\,{}^{9}/_{2}$, $\pm\,{}^{12}/_{2}$ Magnetonen) auftreten sollten.

Herr Gerlach: Ich weiß wohl, daß mein Ergebnis mit dem spektroskopischen in Widerspruch steht. 30—50 Proz. abgelenkte Atome hätte ich sicher an Intensitätsunterschieden erkannt. Ich möchte darauf hinweisen, daß man mit dem Unterwasserfunken zwischen Eisenelektroden bei geeigneter Anordnung Absorptionsspektra des Eisens erhalten kann, welche auffallend starke Absorptionslinien im Bereich 2200 bis 2100 AE. zeigen; diese Absorptionslinien lassen sich nicht in das Laportesche Schema einordnen. Es ist deshalb vielleicht noch nicht sicher, ob der Grotrian-Gieseler-Laportesche Grundzustand wirklich der Normalzustand des Eisenatoms ist.

Herr Joos: Die Verhältnisse beim Unterwasserfunken sind viel zu unübersichtlich, um aus seinem Spektrum Schlüsse ziehen zu können.

Herr Gerlach: Das kommt nur darauf an, wie man es macht. Mit systematischen Versuchen kann man sehr wohl definierte Verhältnisse und sichere Aussagen über Absorptionen und Serienzugehörigkeit erhalten, vor allem durch systematische Variation der Energie.

Herr E. Meyer: Ich weiß, daß Frl. Dr. Stücklen, Assistentin bei Prof. Henry in Zürich, der den Unterwasserfunken sehr gut kennt, Versuche gemacht hat, welche die Angaben von Herrn Gerlach über die Brauchbarkeit der Methode vollständig bestätigen. Versuche hierüber sind abgeschlossen und werden in kurzer Zeit erscheinen.

Herr R. Fürth: Ich möchte fragen, ob Herr Gerlach an Silber neue Präzisionsmessungen des Magnetons ausgeführt hat?

Herr Gerlach: Eine richtige „Präzisionsmessung" des Magnetons ist solange überhaupt unmöglich, als man nicht die Geschwindigkeitsverteilung berücksichtigen kann. Da aber doppelt so große Ablenkungen als früher erzielt wurden, sind die neuen Messungen des Magnetons wesentlich sicherer. Für Silber ist 5540 Gauß · cm pro Mol mit einem Meßfehler von etwa 3 Proz., für Kupfer und Gold der gleiche Wert mit einem Meßfehler von + 5 Proz. gefunden worden.

Josef Mattauch (Wien), Über eine Methode zur experimentellen Bestimmung eines Widerstandsgesetzes kleiner Kugeln in Gasen.

Bei der Ladungsbestimmung kleiner Probekörper (Pk) gehen Ehrenhaft und Millikan von verschiedenen Voraussetzungen aus. Millikan setzt voraus, daß die Ladungen verschiedener Tröpfchen untereinander gleich seien, bzw. daß diese Ladungen durch Teilung durch ganze Zahlen gleich gemacht werden können. So erhält er eine Beziehung zwischen verschiedenen Pk, die es ihm gestattet ein Widerstandsgesetz abzuleiten und daraus die Größe seiner Pk zu bestimmen. Gleichzeitig erhält er auf diesem Wege die gemeinsame Grundladung der verschiedenen Pk, das Elektron, dessen Existenz er also voraussetzt. Ehrenhaft setzt nichts über die Ladung der Pk voraus und berechnet die Radien seiner Pk nach dem Stokes-Cunninghamschen Widerstandsgesetze, dessen Gültigkeit er durch andere, namentlich optische, Versuche nachzuweisen sucht. Beiden gemeinsam ist die Voraussetzung, daß die Pk Kugeln von der Dichte des kompakten Materials sind:

$$mg = \frac{4\,a^3\,\pi\,\sigma\,g}{3} \qquad (1)$$

a = Radius, σ = Dichte

Rein mechanistisch wurde von Knudsen und Weber durch Modellversuche an großen Glaskugeln ein Widerstandsgesetz abgeleitet.

Seit es zum ersten Male durch Meyer und Gerlach gelungen ist ein und denselben Pk bei verschiedenen Gasdrucken zu beobachten, ist die Möglichkeit gegeben mit Hilfe der Voraussetzung (1) allein experimentell das Widerstandsgesetz zu bestimmen, und zwar auf folgende Weise:

Wir haben die Gleichungen:

$$mg \cdot B = v$$

$$e \cdot B = u = \frac{v + v_s}{\mathfrak{E}},$$

wobei v die Fallgeschwindigkeit im Schwerefelde, v_s die Steiggeschwindigkeit im elektrischen Felde von der Stärke $\mathfrak{E}$, ferner mg, e und B Gewicht, Ladung und Beweglichkeit des Pk bedeuten. Durch Division beider Gleichungen erhält man die Schwebespannung:

$$\mathfrak{E}^* = \frac{mg}{e} = \frac{v}{u}.$$

Als Beobachtungsmaterial wurden Flüssigkeiten, und zwar zunächst Öl gewählt, weil bei

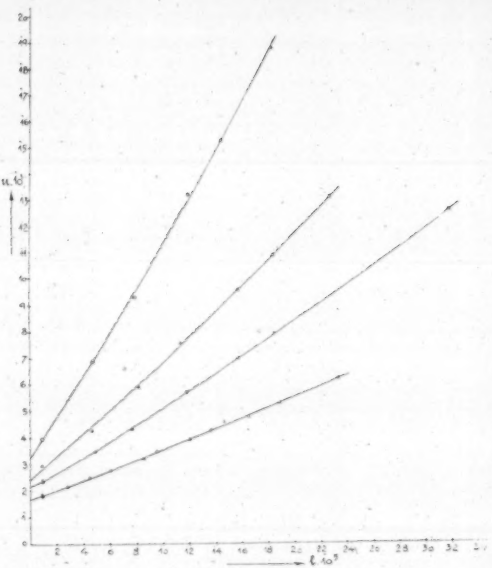


Fig. 1.

diesen die Voraussetzung der Kugelgestalt am besten garantiert ist und um einen Vergleich mit den Millikanschen Resultaten durchführen zu können. Wenn man v oder u, das sind direkt meßbare Größen, bei verschiedenen Gasdrucken bestimmt, so erhält man diese als Funktion der mittleren freien Weglänge l. Ich benütze in Hinkunft u allein, da dieses genauere Resultate ergibt. Denn ist der Pk bei der lange dauernden Beobachtung kleinen Massenschwankungen ausgesetzt, so ändert sich v ungefähr proportional mit a^2, während u sich prop. $\frac{1}{a}$ ändert. Wir machen nun den Ansatz:

$$B = \frac{1}{6\pi\mu a} f\left(\frac{l}{a}\right)$$

μ = Koeff. d. inneren Reibung,

wo für $l = 0$, $f\left(\frac{l}{a}\right) = 1$ wird. Ein anderer Ansatz ist wohl nicht möglich. Fig. 1 zeigt nun die experimentell gemessene Abhängigkeit zwischen den Größen u und l. Es ergeben sich durchwegs schwach nach aufwärts gekrümmte Kurven. Nachdem v und v_s bei mehreren Unterdrucken gemessen waren, wurde bei den meisten Pk wieder Gas bis zum Atm.-Druck eingelassen und der Pk noch einmal gemessen. Aus der Übereinstimmung des Anfangs- und Rückkehr-Punktes ergibt sich, daß sich während der Beobachtung an den Pk nichts geändert hat. Von diesen Kurven interessieren hauptsächlich die Abschnitte auf der Ordinatenachse. Dazu wird die Abhängigkeit der u von l in der Form:

$$u = \alpha_0 + \beta_0 l + \gamma_0 l^2$$

angesetzt, um der schwachen Krümmung Rechnung zu tragen, und die Konstanten α_0, β_0 und γ_0 durch Ausgleichsrechnung für jeden Pk bestimmt. Aus der Konstanten α_0 ergibt sich nun ein angenäherter Wert des Radius a_0, denn

$$\alpha_0 = \frac{2\sigma g}{9\mu \mathfrak{E}^*} \cdot a^2{}_0.$$

Auf diese Weise wurden 21 Öl-Pk in Stickstoff gemessen und gerechnet. Um zu prüfen, ob dieser Wert einen Sinn hat, beziehungsweise wie genau er ist, wurden einige der Pk nicht nur in N_2, sondern auch in einem anderen Gase in CO_2 ebenfalls bei verschiedenen Drucken gemessen. Aus den Messungen in CO_2 wurde ebenso wie aus denen in N_2 a_0 bestimmt. Die Radien weichen wie aus der Tabelle I ersichtlich, nur wenig voneinander ab. Dies beweist zugleich, daß das Verhältnis der benutzten μ-Werte von N_2 und CO_2 ziemlich gut sein muß. Bildet

Tabelle I.

Öl-Pk Nr.	$a_0 \times 10^5$ cm in N_2	$a_0 \times 10^5$ cm in CO_2
126	7,885	7,924
XXVI	9,910	10,061
127	10,309	10,251
125	10,960	11,047

man nun für jeden gemessenen Punkt die Werte $\frac{u}{\alpha_0}$ und $\frac{l}{a_0}$, so erhält man experimentell den Verlauf der Funktion $f\left(\frac{l}{a}\right)$, denn $\frac{u}{\alpha} = f\left(\frac{l}{a}\right)$. Man erhält ein Diagramm, wie es Fig. 2 zeigt, mit

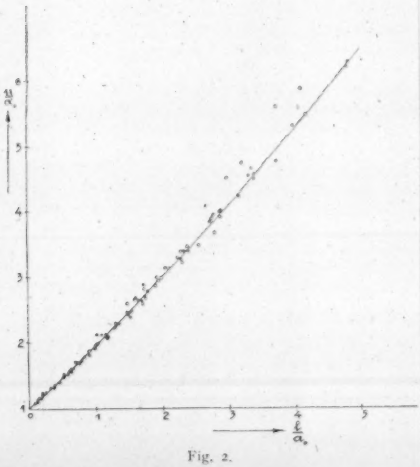


Fig. 2.

zirka 150 Punkten, da 21 Pk bei durchschnittlich je 7 Drucken gemessen wurden. Wenn man bedenkt, daß für jeden Pk aus den Beobachtungen bei verschiedenen Drucken gleichsam ein eigenes provisorisches Fallgesetz bestimmt wurde, denn etwas anderes ist die Bestimmung der 3 Konstanten α_0, β_0, γ_0 ja nicht, so ist es sehr erfreulich, daß die Punkte der verschiedenen Pk so schön in einer Kurve liegen, d. h. zunächst, daß für verschiedene Pk ein gemeinsames Fallgesetz existiert und die gemachte Voraussetzung zutrifft. Die ausgezogene Kurve stellt das Millikansche Fallgesetz für Öl in Luft dar. Man sieht deutlich, daß eine schwache Krümmung nach oben vorhanden ist. Deshalb wird es nun gestattet sein $f\left(\frac{l}{a}\right)$ in der Form anzusetzen:

$$f\left(\frac{l}{a}\right) = 1 + \frac{l}{a}\left(A + Be^{-c\frac{a}{l}}\right)$$

Das ist sowohl die Form des Knudsen-Weberschen, als auch die des Millikanschen Fallgesetzes. Die Form kann auch nicht gut anders sein, da der Klammerausdruck in obiger Gleichung zwischen den Extremfällen $l = 0$ und $a = 0$ zwischen den festen Grenzen A und $A + B$ bleiben muß. Nun wurden durch langwierigen zweimaligen Ausgleich die Konstanten A, B und c bestimmt. Dazu braucht man für B und c, da diese nicht linear auftreten, Näherungswerte. Als solche wurden die Knudsen-Weberschen benutzt. Diese sind $A = 0{,}683$, $B = 0{,}354$, $c = 1{,}85$. Für A, das für die Radienbestimmung aus den Punkten bei Atm.-Druck allein in Betracht kommt, da dort $Be^{-c\frac{a}{l}}$ zu vernachlässigen ist, wird kein Näherungswert benützt. Es ergibt sich so:

$$B = \frac{1}{6\pi\mu a}\left[1 + \frac{l}{a}\left(0{,}898 + 0{,}312 \cdot e^{-2{,}37\frac{a}{l}}\right)\right] \quad (2)$$

Jetzt lassen sich aus dem für alle Pk gemeinsamen Widerstandsgesetze die Radien genau berechnen und ebenso die Ladungen ohne etwas über ihre Gleichheit untereinander vorauszusetzen.

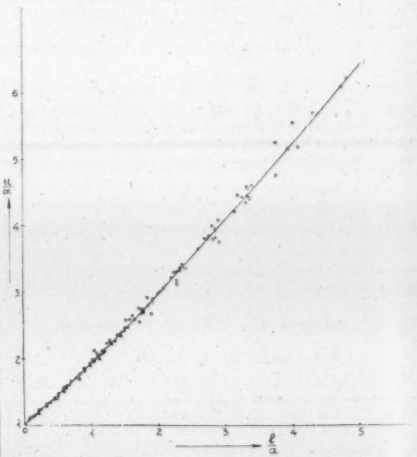


Fig. 3.

Die Fig. 3 zeigt, daß die mit den neuen Radien a und den $\alpha = \frac{e}{6\pi\mu a}$ berechneten Punkte mit den Kordinaten $\frac{u}{\alpha}$ und $\frac{l}{a}$ alle und besser als früher mit der gerechneten Kurve übereinstimmen. Das Millikansche Gesetz für Öl in

Tabelle II.

Öl-Pk Nr.	$a_0 \cdot 10^5$ cm	$a \cdot 10^5$ cm	$e \cdot 10^{10}$ el.-st. E.	Öl-Pk Nr.	$a_0 \cdot 10^5$ cm	$a \cdot 10^5$ cm	$e \cdot 10^{10}$ el.-st. E.
XIV	3,564	3,595	4,732	115	8,058	8,048	9,486 : 2 = 4,743
203	4,193	4,205	4,671	120	8,539	8,646	9,585 : 2 = 4,794
XVIII	4,566	4,310	4,730	118	8,599	8,700	9,639 : 2 = 4,819
XVII	5,082	4,747	4,709	105	9,047	9,095	9,454 : 2 = 4,727
130	5,194	5,176	4,686	114	9,538	9,514	9,454 : 2 = 4,727
XXIII	5,478	5,607	4,702	XXVI	9,910	9,905	9,317 : 2 = 4,659
106	6,235	6,307	4,537	127	10,309	10,324	14,415 : 3 = 4,805
XXV	6,673	6,776	4,583	125	10,960	10,991	19,097 : 4 = 4,774
122	6,981	7,024	4,764	119	11,510	11,524	19,857 : 4 = 4,714
108	7,265	7,323	4,660				
XXVII	7,287	7,338	4,653				
128	7,885	7,885	4,697				

Luft, das am ehesten damit zu vergleichen ist und das unter der Voraussetzung der Existenz des Elektrons abgeleitet wurde, lautet:

$$B = \frac{1}{6\pi\mu a}\left[1 + \frac{l}{a}\left(0{,}864 + 0{,}290 \cdot e^{-1{,}25\frac{a}{l}}\right)\right].$$

Die Millikansche Kurve unterscheidet sich so wenig von der nach Formel (2) gerechneten, daß sie nicht getrennt von dieser eingezeichnet werden konnte. Die Tabelle II enthält die a_0, a und l. Die a_0 sind, wie man sieht, nur wenig von den schließlich erhaltenen a verschieden. Dies zeigt wieder, daß es berechtigt war die a_0 als Näherungswerte einzuführen. Bei den größeren Pk konnten nicht mehr einfache Ladungen gemessen werden, da die zur Verfügung stehende Spannung hierzu zu klein war. Die durch entsprechende Teilung erhaltenen einfachen Ladungen stehen in der rechten Kolonne. Die Ladungen der verschiedenen Pk weichen höchstens um 2 bis 3,5 Proz. von dem gemeinsamen Mittelwert:

$$\underline{e = 4{,}709 \cdot 10^{-10}\ el.\text{-}st.\ E.}$$

ab. Der hauptsächlichste Fehler dieses Mittelwertes rührt von einem eventuellen Fehler im Koeffizienten der inneren Reibung von N_2 her, für den es noch keine neuere Bestimmung gibt.

Aus dem III. physikalischen Institut der Universität Wien.

Diskussion.

Herr Schiller: Sind von dem Herrn Vortragenden auch schon entsprechende Widerstandsmessungen an festen Teilchen ausgeführt worden? Man könnte aus deren Ergebnis wohl auf ev. Abweichungen von der Kugelgestalt schließen und damit ein Urteil darüber gewinnen, ob die Zurückführung der Unterschreitungen des Elementarquantums auf Abweichung von der Kugelgestalt in solchen Fällen berechtigt ist.

Herr Ehrenhaft: Der nunmehr hier betretene Weg, das Widerstandsgesetz kleiner kugelförmiger Probekörper unabhängig von jeder Annahme über die atomistische Konstitution der Elektrizität experimentell zu ermitteln, scheint mir der einzig gangbare zu sein. Er entspricht auch durchaus jenen Bedingungen, die ich vor Jahren, das letzte Mal am Deutschen Physikertage zu Jena (Phys. Zeitschr. **22**, 615—618, 1921) für die Ermittlung des Widerstandsgesetzes vorgezeichnet hatte. Die außerordentlich großen experimentellen Schwierigkeiten, welche sich entgegenstellten, um denselben Probekörper bei verschiedenen Gasdrucken und in verschiedenen Gasen messend verfolgen zu können, sind hier in verdienstvoller Weise überwunden worden. Auf die soeben geäußerte Frage des Herrn Schiller, ob dieser Weg es ermöglichen werde, weitere Beweise für die Kugelgestalt zu erbringen und ob dieser Weg auch für andere Materialien bereits beschritten worden ist, bemerke ich, daß ich schon in unserer Arbeit Radioaktivität und Elektrizität (Ann. d. Phys. 1920, S. 785) solche Versuche ausgeführt habe. Dortselbst wurden einzelne Selenprobekörper bei verschiedenen abnehmenden Gasdrucken verfolgt und für die Konstante A des Stokes-Cunninghamschen Widerstandsgesetzes (identisch mit der Konstante A des Knudsen-Weberschen Gesetzes) unter Verwendung der normalen Selendichte der Wert 0,81 gefunden, der mit den früher von mir ausgebauten optischen Methoden in guter Übereinstimmung steht. Besonders interessant werden aber Versuche an kleineren Probekörpern unterhalb $3 \cdot 10^{-5}$ cm Radius, weil erst an diesen häufig Unterschreitungen des Elementarquantums zu erwarten sind und besonders auch Versuche an kleinen Quecksilberkugeln, weil hier große Schwierigkeiten zu obwalten scheinen. Schon seinerzeit habe ich Herrn Millikan geantwortet, daß selbst, wenn bei Öl bzw. Destillaten des Öls bevorzugte Ladungen zwischen 4 und $5 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh. auftauchen, dies kein genügender Beweis für die Unteilbarkeit des Elektrons sei, sondern daß

dieses Elektron an allen Materialien und in allen Gasen, insbesondere auch an kleineren Probekörpern, ebenso resultieren müßte und daß auch an Öltröpfchen keine anderen Werte auftauchen dürften. Diesbezüglich sind zwei Mitteilungen sehr interessant. Ishida, der langjährige Mitarbeiter Millikans, mußte zugeben, daß, um an Öltröpfchen zum Elektronenwerte gelangen zu können, „einige Probekörper eliminiert werden mußten, da die Resultate aus unbekannten Gründen um 10—50 Proz. herausfielen" (Phys. Rev. **21**, 561, Zeile 9 v. u., 1923), eine Erfahrung, die durchaus auch mit der meinen übereinstimmt. Damit ist nach 15jähriger Diskussion ein großer Teil dessen von den Gegnern bereits zugegeben, was ich von anfang an behauptet hatte. Aber noch ein zweiter Punkt scheint besonders interessant, auf den Herr Sexl[1]) hingewiesen hat. Herr Millikan hat als zweites Material für die Bestimmung des Elementarquantums Quecksilberkügelchen herangezogen und in seinem bekannten Buche als Beweis für die universelle Existenz der Elektronenladung angeführt. Die ausführlichen Messungsprotokolle sind bei uns in Wien erst kürzlich bekannt geworden. Nach dem Bärschen Rechenverfahren könnte[2]) man an diesen Quecksilbertröpfchen, die Millikan als Beweisprobekörper für das Elektron herangezogen hat, schließen, daß diese großen Quecksilbertropfen „gewaltige Abweichungen von der Kugelgestalt oder aber eine schwammartige Struktur zeigen". Solche Schlüsse sind aber m. E. physikalisch unmöglich. Berechnet man aber die Quecksilberprobekörper Nr. 59 und 60, für welche allein ausführliche Angaben der Fallgeschwindigkeiten bei den verschiedenen Gasdrucken vorliegen, die mit diesen Messungen verträgliche Konstante des Stokes-Cunninghamschen Fallgesetzes, so erhält man $A = 0{,}8$, während Millikan mit $A = 0{,}7$ nur aus dem Grunde rechnet, um die Werte der Ladungen dieser Probekörper auf Multipla des Elektronenwertes $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh. zu bringen. Dieser Wert $A = 0{,}7$ ist aber nicht nur unrichtig, weil er mit den Resultaten jener Versuche in Widerspruch steht, bei welchen man einzelne *Hg*-Kugeln aus dem Gase in die Flüssigkeit fallen ließ, sondern es würde sich unter Voraussetzung dieses Millikanschen Faktors als Dichte dieser Quecksilberkugeln statt 13,6 21 bzw. 28 ergeben! Mit dem mit den Fallversuchen verträglichen Widerstandsgesetze gerechneten A weichen aber die Ladungen dieser beiden Probekörper vom Elektronenwerte ab. Der Weg zur weiteren Klärung des Sachverhaltes ist also jetzt auf ganz enger Bahn gegeben. Es muß an verschiedenen Substanzen, insbesondere auch an nicht verdampfenden Flüssigkeitströpfchen höherer Dichte, zum Beispiel an gesättigter Lösung von Kaliumquecksilberjodid usw., und zwar an Probekörpern unterhalb $3 \cdot 10^{-5}$ cm Radius derselbe Probekörper bei verschiedenen Gasdrucken beobachtet und so das Widerstandsgesetz auch für diese aufgefunden werden. Dies ist der einzige Weg, der eine Entscheidung in der Elektronenfrage bringen kann.

1) Zeitschr. f. Phys. **26**, 371, 1924.
2) Ann. d. Phys. **59**, 398, 1919.

Herbert Daecke (Hamburg), Mathematisch-statistische Untersuchungen über die Subelektronen.

Der Streit über die Subelektronen ist wohl so hinreichend bekannt, daß es zur Einleitung genügt, kurz an die augenblickliche Lage zu erinnern. Die Diskrepanz zwischen Ehrenhaft und Millikan ist heute allerdings insoweit behoben, als alle Forscher, die bis zu einem genügend kleinen Radius herabgingen, Ladungen erhielten, die den Wert $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ elst. E. weit unterschritten.

Nur teilen sich die Physiker hier in zwei Gruppen: die einen halten die Subelektronen für reell, während die anderen nur an eine scheinbare Existenz glauben, vorgetäuscht z. B. durch eine absorbierte Gashaut (Regener) oder eine veränderte Dichte (Bär) oder eine Abweichung von der Kugelgestalt (L. Schiller). Keine dieser Vermutungen hat bisher ihre allgemeine Gültigkeit erweisen können. Es erschien mir deshalb ratsam, die Frage einmal mit anderen als rein physikalischen, nämlich mit mathematisch-statistischen Methoden zu überprüfen.

In früheren Arbeiten pflegte man, wenn eine Reihe von Ladungsbeobachtungen vorlag, nach der hypothetischen Grundladung zu fragen, von der die beobachteten Ladungen ganzzahlige Vielfache waren. Dabei konnte man aber letzten Endes zweifelhaft sein, ob 3 Ladungen sich z. B. wie 1 : 2 : 3 verhielten oder in einem Verhältnis mit größeren Zahlen wie z. B. 10 : 19 : 31 stünden.

Ich habe dieselbe oder vielmehr eine ähnliche Frage für eine Reihe von Ladungen gestellt, die alle den Wert 4,77 wesentlich unterschreiten, und ich glaube bei der Formulierung und Beantwortung meiner Frage die eben erwähnte Unsicherheit wirklich ausgeschaltet zu haben.

Tabelle I.

$\varepsilon \cdot 10^{10}$	$\varepsilon \cdot 10^{10}$	$\varepsilon \cdot 10^{10}$	$\varepsilon \cdot 10^{10}$
4,56	—	4,09	—
4,33	8,83	4,55	—
4,16	8,82	4,40	—
4,81	8,90	4,25	—
4,76	9,35	4,34	—
4,56	—	3,98	—
4,37	—	4,49	8,81
4,07	—	3,04	
4,53	—		
3,99	7,90		

Teilchennummer	Radius $a \cdot 10^5$ cm	Ladung $\varepsilon \cdot 10^{10}$ elst. E.	Teilchennummer	Radius $a \cdot 10^5$ cm	Ladung $\varepsilon \cdot 10^{10}$ elst. E.
4 e	1,173	3,78	12 a	0,815	0,73
f		7,36	b		1,48
7	1,161	3,53	2 a	0,780	1,01
20	1,073	3,94	b		2,03
23	1,043	2,78	22	0,675	0,541
5 a	1,014	2,06	15 a	0,652	0,49
b		4,03	b		0,95
19 a	0,940	1,86	14 a	0,553	0,60
b		3,59	b		1,20
11 a	0,909	0,80	17 a	0,451	0,55
b		1,62	b		1,13
16 a	0,832	1,10			
b		2,23			

Ich habe in Tabelle I die Ergebnisse einer Arbeit von M. König[1]) mit Quecksilber in Luft. Es tritt hier mit abnehmendem Radius bei $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm (nach König) ein Punkt auf, von wo die Ladungen weit unter 4,77 heruntersinken. Die Ladungen von diesem Radius ab stehen in der zweiten Hälfte der Tabelle, auf die wir jetzt besonderen Wert legen.

Ich stelle nun zunächst folgende Frage: Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß diese 24 Werte nur durch Fehlerstreuung verdeckte ganzzahlige Vielfache einer bestimmten Grundladung, z. B. von $0{,}50 \cdot 10^{-10}$ elst. E. sind?

Diese Frage kann ich beantworten mit der zyklischen Fehlertheorie, die R. v. Mises 1918 in der Physikalischen Zeitschrift[2]) entwickelt hat, oder vielmehr mit einem außerordentlich nützlichen Ganzzahligkeitskriterium, das er auf Grund der zyklischen Fehlertheorie aufgestellt und damals auf die Atomgewichte angewendet hat.

Wir rollen danach die Zahlenlinie mit unsern 24 Werten auf einem Kreis mit dem Umfang 0,50 (Fig. 1) auf und erhalten unser Ganzzahligkeitskriterium in der Größe

$$K = 2\pi \cdot C(kna)\, e^{kna \cos \alpha}$$

1) Zeitschr. f. Phys. 11, 253—259, 1923.
2) Phys. Zeitschr. 19, 490—500, 1918.

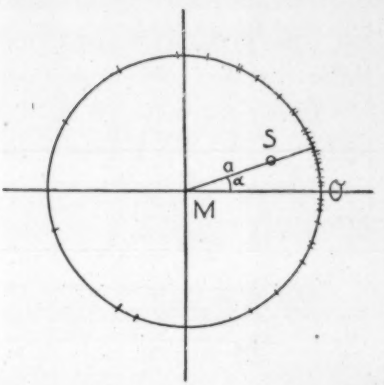


Fig. 1.

Je mehr K den Wert 1 überschreitet, desto mehr Wahrscheinlichkeit hat unsere Annahme für sich; ist $K = 1$, so ist jede andere Annahme ebenso wahrscheinlich; ist $K < 1$, so ist die Annahme zu verwerfen.

Die einzelnen Größen bedeuten folgendes: n ist die Anzahl unserer Beobachtungswerte, a und α sind die Polarkoordinaten des Schwerpunkts unserer Verteilung, k ist eine Größe, die dem Präzisionsmaß der linearen Fehlertheorie entspricht und aus a in folgender Weise berechnet werden kann:

$$a = -\frac{i\, J_1(ki)}{J_0(ki)},$$

wo $J_0(ki)$ und $J_1(ki)$ Besselsche Funktionen o. bzw. 1. Ordnung des komplexen Argumentes ki sind. Daraus ergeben sich mit Hilfe der Reihenentwicklung der Besselschen Funktionen bequemere Ausdrücke zur Herstellung einer Tabelle. Ferner ist

$$C(kna) = \frac{1}{2\pi J_0(knai)}$$

Wir fragten bisher, wie groß K in bezug auf eine Wertereihe wie die von König für ein bestimmtes, vorgegebenes ε, z. B. $0{,}50 \cdot 10^{-10}$ ist. Rechnet man das durch, findet man hier $K = 2{,}21$. Dieser Wert überschreitet 1 immerhin schon um das Doppelte. Aber ich gehe jetzt über die Fragestellung von v. Mises hinaus. Denn es drängt sich uns doch sofort die Frage auf, ob in unserm Falle K nicht in der Nähe von 0,50, z. B. bei 0,53, noch größer wird.

Die weitgehendere und für unsern Fall interessantere Frage lautet also jetzt: Bei wel-

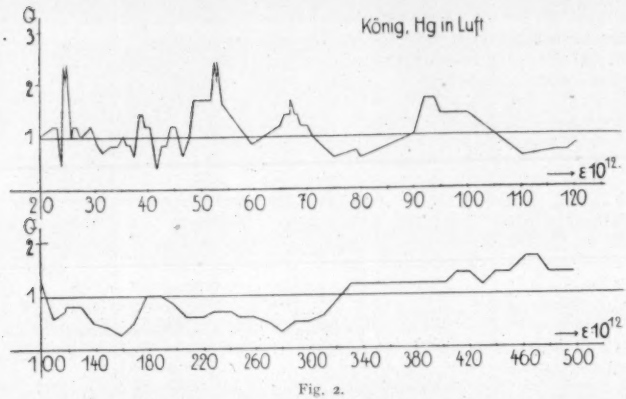


Fig. 2.

chen ε erreicht K ein relatives Maximum? Es würde doch z. B. ganz merkwürdig sein, wenn K bei zwei verschiedenen Arbeiten über Subelektronen an mehreren gleichen Stellen ein Maximum erreichen würde.

Da die Berechnung von K für viele Werte ε eine Unsumme von Arbeit nötig machen würde, müssen wir uns umsehen nach einer leicht berechenbaren Größe, die uns aber über die ungefähre Lage der Maxima von K hinreichend gut orientiert, so daß wir nur an diesen Stellen K für wenige ε zu berechnen brauchen.

Nun ist ganz klar, daß K um so größer wird, je mehr sich die Punkte in der Nähe des Nullpunktes häufen (s. Fig. 1), d. h. je mehr Punkte im 1. und 4. Quadranten liegen (desto größer wird nämlich a, desto kleiner α; beides macht aber K größer).

Es wird uns also der Quotient

$$Q = \frac{Z_1 + z_4}{z_2 + z_3}$$

(Z_i Zahl der Punkte im i. Quadranten)

eine gute Orientierung liefern. Je mehr er den Wert 1 übersteigt, desto größer wird auch K sein. Maxima von Q liefern also Maxima von K. Die Berechnung von Q ist einfach: man hat einfach die Differenzen unserer Ladungswerte gegen die Vielfachen des Umfangs jenes Kreises zu bilden, den man gerade betrachtet.

Mit diesen Hilfsmitteln ausgerüstet, gehen wir an unsere Beobachtungen heran. Aber wir erinnern uns daran, daß stets eine sorgfältige Auswahl des statistischen Materials notwendig ist.

Wir werden zunächst solche Versuchsreihen ausschalten, bei denen nicht alle Forscher wesentliche Unterschreitungen festgestellt haben. Damit fallen die Beobachtungen am Öl und am Paraffin fort.

Substanzen, an denen nun von vielen Physikern Ladungsunterschreitungen beobachtet wurden, sind Quecksilber, Platin, Gold, Silber, Kupfer, Schwefel und Selen. Davon schalten wir weiter noch Kupfer, Schwefel und Selen aus, weil diese Substanzen nur verhältnismäßig wenig untersucht wurden und ferner nicht denselben Anspruch auf möglichst vollständige, chemische Definiertheit und Stabilität machen können wie die Edelmetalle. Aber wir können doch Fehlerquellen, die uns vorher bekannt sind, von vornherein vermeiden.

Da weiter zur Anwendung des Stokes-Cunninghamschen Gesetzes die Kugelgestalt eine unbedingte Voraussetzung ist, scheide ich von den vier verbleibenden Metallen noch Platin, Gold, Silber aus; denn man könnte immerhin bei diesen Elementen die Annahme einer „fetzenförmigen" Gestalt, die etwa durch Zerreißen im elektrischen Lichtbogen entstanden wäre, noch plausibel finden. Beim Quecksilber dagegen bezweifelt wohl kaum jemand die Kugelgestalt. Das Quecksilber zeichnet sich außerdem noch durch ein starkes metallisches Reflexionsvermögen aus, so daß man es noch in einer Größenordnung sichtbar machen kann, wo andere Substanzen gar nicht mehr wahrnehmbar sind.

Von den vielen Untersuchungen am Quecksilber habe ich die vorhin schon erwähnte Arbeit von M. König und eine andere von Radel[1]) herausgegriffen. Bei diesen Arbeiten tritt nämlich mit abnehmendem Radius ein Punkt auf, wo die Ladungen weit unter 4,77 herunter-

1) Zeitschr. f. Phys. 3, 63—88, 1920.

sinken, und ich habe diese Tatsache als Einteilungsgrund für meine Statistik verwertet.

Wichtig ist zu bemerken, daß ich nur Ladungen verwende, die scheinbar gar nichts mit 4,77 zu tun haben. Bei Besprechung meiner Resultate wird es klar werden, daß dies einer der wesentlichsten Schritte meiner Arbeit ist.

Im einzelnen ist nun folgendes zu sagen. Bei der Königschen Arbeit (Quecksilber in Luft) handelt es sich für uns zunächst darum, Q für eine ganze Reihe von ε zu bestimmen, um die ungefähre Lage der Maxima zu erkennen. Man kann die Resultate in einer Tabelle und übersichtlicher in einer Figur vereinigen (Fig. 2). Man erkennt dann deutliche Maxima von Q an den Stellen: $\varepsilon = 0{,}25 - 0{,}26$, 0,53, 0,68, 0,93 — 0,94, 1,20, 1,90, 4,10 — 4,20, und schließlich bei 4,6 — 4,7. Ich bitte besonders auf folgendes zu achten: Bei Werten, die scheinbar gar nichts mit 4,77 zu tun haben, vielmehr bis auf einen Wert (7,36) alle wesentlich unter 4,77 liegen, tritt bei der Aufrollung auf einem Kreis schließlich für den Quotienten Q ein Maximum bei 4,6—4,7 auf.

An einigen Stellen, an denen Q besonders groß wird, untersuchen wir K genauer. Ich habe das an vier Stellen getan: bei $\varepsilon = 0{,}25$, $\varepsilon = 0{,}53$ (Fig. 3), $\varepsilon = 0{,}68$ (Fig. 4) und $\varepsilon = 0{,}93 - 0{,}94$. Die Resultate vereinigt Tabelle II.

Tabelle II.

Maximum bei	k	Es ist	Fehler in Proz.
$\varepsilon = 0{,}2527 \cdot 10^{-10}$	$k = 4{,}80$	$4{,}77 : 19 = 0{,}251$	0,677
$\varepsilon = 0{,}5242$	4,61	$: 9 = 0{,}53$	1,094
$\varepsilon = 0{,}674$	1,97	$: 7 = 0{,}6814$	1,086
$\varepsilon = 0{,}937$	1,95	$: 5 = 0{,}954$	1,782

Die ε-Werte sind entweder durch numerische oder graphische Interpolation gefunden.

Man macht beim genaueren Zusehen eine merkwürdige Entdeckung. Die vier ε-Werte lassen sich nämlich innerhalb der Grenzen des Beobachtungsfehlers mit ganzzahligen Submultipla (wobei zu beachten ist, daß wir nur kleine Nenner und den Zähler 1, gelegentlich auch 2, anwenden) des elektrischen Elementarquantums 4,77 identifizieren. Die äußerst kleinen Fehler sind in der 4. Spalte von Tabelle II angegeben.

Ich will gleich noch einen Einwand widerlegen. Man könnte z. B. fragen, warum ich 0,2527 nicht mit dem 18. Teil von 4,549 oder mit dem 20. Teil von 5,054 identifiziere. Man bedenke aber nur, daß dann die Annahme, die übrigen ε-Werte (0,5242, 0,674, 0,937) seien ebenfalls Submultipla von 4,549 bzw. von 5,054,

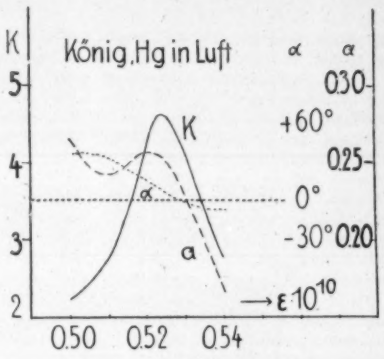


Fig. 3.

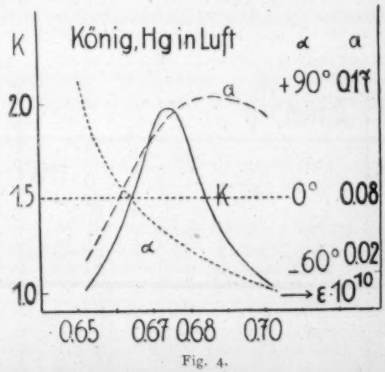


Fig. 4.

zu übermäßig großen Fehlern führt. Tabelle III veranschaulicht uns dies:

Tabelle III.

Annahme	von	Dabei macht man Fehler		
		0,5242	0,674	0,937
		Proz.	Proz.	Proz.
0,2527 sei der 17. Teil	4,2959	2,4	5,9	9,1
18. „	4,5486	3,7	3,7	3,0
19. „	4,8013	1,7	1,7	2,4
	4,77	1,094	1,090	1,782
20. „	5,054	3,7	6,6	7,3

Man erkennt die Richtigkeit unserer Annahme.

König hat nun außerdem noch Versuche mit Quecksilber in CO_2 gemacht. Hier habe ich 39 Ladungswerte untersucht, die ebenfalls

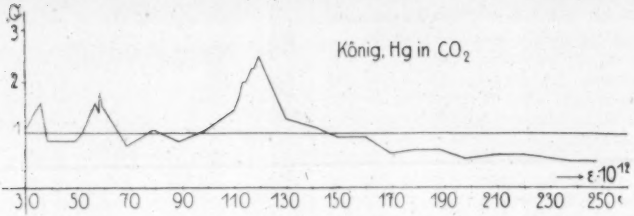


Fig. 5.

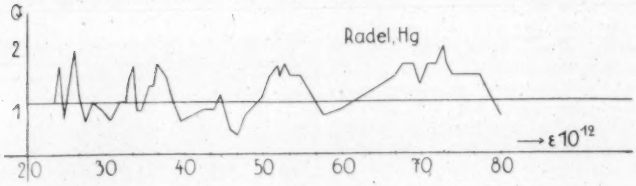


Fig. 6.

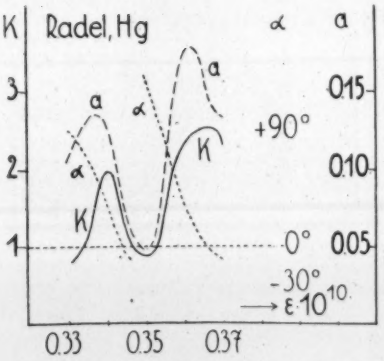


Fig. 7.

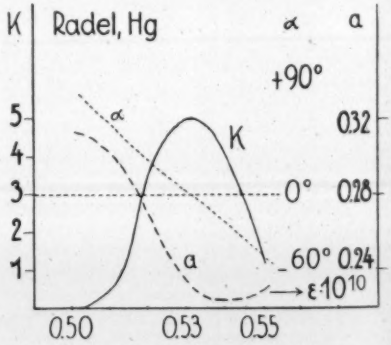


Fig. 8.

nichts mit 4,77 zu tun haben. Die Q-Kurve (Fig. 5) läßt deutlich Maxima bei $\varepsilon =$ 0,37, 0,59, 0,80 und ein sehr großes Maximum bei 1,20 erkennen. Untersucht man K an der letzten Stelle, so findet man das Maximum bei 1,14 mit $K = 8{,}12$ (beachtenswert groß), während 1,1925 der 4. Teil von 4,77 ist. Bei 0,58 ist $K = 3{,}69$.

Ferner habe ich die Q-Kurve bei Radel mit 30 Ladungswerten hergestellt (Fig. 6). In diesem Falle habe ich ein kleineres Intervall etwas genauer untersucht. Maxima von Q finden sich bei $\varepsilon = 0{,}25-0{,}27$, 0,34, 0,36—0,37, 0,45, 0,53, 0,68, 0,73. An 5 Stellen ist K genauer berechnet, nämlich bei

$$0{,}251\left(\frac{e}{19}\right),\quad 0{,}265\left(\frac{e}{18}\right),\quad 0{,}3407\left(\frac{e}{14}\right),$$
$$0{,}367\left(\frac{e}{13}\right),\quad 0{,}53\left(\frac{e}{9}\right).$$

(Vgl. Fig. 7 u. 8.)

Es überrascht fast die Genauigkeit, mit der sich die Untersuchung selbst bei kleineren Teilen durchführen läßt: $\frac{e}{14}$ ist 0,3407; durch Interpolation finden wir bei 0,3413 einen höheren K-Wert. Dann geht die Kurve herunter, um bei $0{,}367\left(\frac{e}{13}\right)$ wieder anzusteigen. Sehr schön ist auch das Maximum bei 0,53 ausgeprägt $K = 4{,}94$.

Man könnte nun die mathematisch-statistischen Resultate unserer Untersuchung sehr schön finden, aber wegen des im allgemeinen kleinen n ($n = 24, 30, 39$) sich scheuen wollen, Schlüsse auf physikalischem Gebiet daraus zu ziehen. Dagegen kann als Beweis die außerordentlich gute Übereinstimmung des theoretischen zyklischen Fehlerintegrals mit der durch die wirkliche Fehlerverteilung bestimmten, entsprechenden Summenfunktion angeführt werden, die in drei Fällen graphisch dargestellt sind. Selbst bei kleinem K (König, Quecksilber in Luft, $\varepsilon = 0{,}67256$, $K = 1{,}96$) ist die Übereinstimmung eine prächtige (Fig. 9).

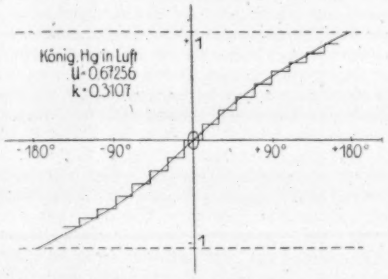


Fig. 9.

Zum Schluß möchte ich das Resultat der Untersuchung zusammenfassen. Wir untersuchten von 3 voneinander unabhängigen Arbeiten scheinbar gesetzlose Ladungswerte, die den Wert 4,77 wesentlich unterschreiten und stellten fest: Die Annahme, daß sie ganzzahlige Submultipla von 4,77 sind (mit kleinen Nennern), besitzt größere Wahrscheinlichkeit als jede andere Annahme.

Zur Erklärung möchte ich hier noch folgendes hinzufügen. Ich glaube nun nicht, daß notwendig alle 24 Werte von König z. B. ganzzahlige Vielfache von 0,53 oder alle ebenso von 0,6814 sind. Dann müßte unser Ausdruck K an diesen Stellen natürlich viel größer sein. Was wir vor uns haben, ist ein inhomogenes Material. Einige Ladungen sind als Vielfache von 0,53, andere als solche von 0,6814 usw. aufzufassen. Und nach unseren Ergebnissen wird es uns nun nachträglich — ich betone nachträglich — gelingen, einzelne von den Ladungen als Teile von 4,77 innerhalb der Beobachtungsfehler absolut sicher zu identifizieren. Z. B. bei König (s. Tabelle I) 0,60 als $\frac{e}{8}$, 1,20 als $\frac{e}{4}$, 0,95 als $\frac{e}{5}$, 0,80 als $\frac{e}{6}$ usw.

Vor bindenden Schlußfolgerungen auf physikalischem Gebiet will ich mich als mathematischer Statistiker hüten; immerhin drängt es auch mich zu gewissen Vermutungen.

Man könnte diese Tatsache einmal in folgender Weise verwerten. Sollen sich die Beobachtungen über die Unterschreitung des elektrischen Elementarquantums mit den vielen Beweisen für die Existenz eines solchen vereinen lassen, so muß doch in irgendeiner Weise eine Reduktion dieser Unterschreitungen auf 4,77 möglich sein. Vielleicht kann dazu die Tatsache nützlich sein, daß die scheinbar gesetzlosen Unterschreitungen doch in der oben erwähnten Beziehung zu 4,77 stehen.

Andererseits kann man auch den Schluß ziehen, daß nämlich bei kleinen Radien tatsächlich eine Teilung des Elektrons eintritt, und zwar zunächst in n ganze Teile, wobei dann wieder p von diesen n Teilen ($p < n$) zusammen auftreten können.

Die endgültigen Folgerungen aus meinen Resultaten aber überlasse ich den Physikern.

(Da manches aus diesem kurzen Bericht nicht klar werden könnte, verweise ich auf meine demnächst in der Zeitschrift für Physik erscheinende ausführliche Abhandlung.)

Diskussion.

Herr Edgar Meyer: Wenn Herr Daecke seine Rechnungen für andere Teilchenradien ausgeführt hätte, so ist klar, daß er zu anderen Resultaten gekommen wäre. Daraus scheint mir hervorzugehen, daß diesen Rechnungen kein physikalischer Sinn zukommt, um etwa auf diese Weise über die Existenz oder Nichtexistenz des Elektrons zu entscheiden, oder um die Größe der vermuteten Subelektronen zu bestimmen. Die Ergebnisse des Herrn Daecke deuten höchstens darauf hin, daß die systematischen Fehler der Versuche, die die Unterschreitungen des Elementarquantums bewirken, bei Teilchen derselben Radiengröße etwa gleichen Betrag haben. Denselben Schluß kann man übrigens direkter aus passend angeordneten Experimenten ziehen.

Herr Ehrenhaft: Ich habe schon im Jahre 1913 mit derselben Reserve, mit der ich in meinen früheren Publikationen auf die Unterschreitung des Elementarquantums der Elektrizität geschlossen hatte, die Vermutung geäußert (Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1913, S. 1201), daß das wiederholte Auftreten des dreiviertel, des halben und des einviertel Teiles des Elektrons $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh. auffallend ist und daß man die Ladung des Elektrons etwa als eine räumlich

stabilere Anordnung kleinerer Konstitutionen (Subelektronen) auffassen könnte. Ich selbst habe sodann, als die von Misessche zyklische Fehlertheorie erschienen war, in meinem Institute durch Frl. Dr. Joh. Fürst Messungen an Probekörpern kugelförmigen Selens eigens für die Anwendung dieser Fehlertheorie ausführen lassen. Dabei wurde noch beachtet, daß man nur Messungen, die unter gleichen Versuchsumständen zustande kamen, der Berechnung zugrunde legte. Dieselbe hat Messungen in einem statischen Felde von 1,459 Einh., ferner beim doppelten und vierfachen Felde ausgeführt. Dabei hat sich ergeben, daß die kleineren Ladungen etwa beim halben Elementarquantum, bei höheren Feldstärken häufiger zur Messung gelangten. Dies ist auch nicht verwunderlich, weil bei Probekörpern annähernd gleichen Gewichtes, der Art der Versuche nach schwach geladene Probekörper erst bei höheren Feldstärken zur Messung gelangen können. Im ganzen scheint sich eine Abhängigkeit der Häufungen von den Versuchsumständen zu ergeben. Ladungen zwischen 4 und $5 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh. verschieben sich bei höheren Feldstärken etwas nach unten. Die Häufungen um $2{,}3 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh., die bei den Messungen bei der einfachen Feldstärke 1,459 elektrost. Einh. schon zum Ausdruck kommen, werden bei der doppelten Feldstärke häufiger und noch größer bei der vierfachen Feldstärke. Bei den beiden ersten Messungsserien kann das Misessche zyklische Fehlergesetz sicher zugrunde gelegt werden. Die Ganzzahligkeitspräzision der Selenreihe ist aber im Vergleich zur Ganzzahligkeit jener Knotenmessungen, die Kaiser mit Hilfe der Kundtschen Staubfiguren vorgenommen hat, auf die Frl. Dr. Fürst auch das Misessche Kriterium angewendet hat, geringer. Dabei ergaben sich bevorzugte Werte nicht nur zwischen 4 und $5 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh., sondern auch bei ca. der Hälfte dieses Wertes. Die experimentelle Fehlerverteilungskurve stimmt mit der theoretischen sehr schön überein. Besonders merkwürdig sind Messungen an Tröpfchen aus gesättigten Lösungen von Kaliumquecksilberjodid, einer Flüssigkeit von der Dichte 3.19, die Herr Wasser jüngst in meinem Institute ausführte. Ein Probekörper zeigte dabei bei wiederholten Umladungen nachfolgende Ladungssprünge: 6,1 9,5 4,7 4,7 9,5 6,1 1,3 8,0 3,3 4,5 4,7 4,8 $9{,}8 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh., also 8 Sprünge nach dem Elementarquantum und dessen Vielfachen, 5 nach Teilen desselben. Es muß also auf Probekörper, deren Größe und Ladung aus experimentell ermittelten Widerstandsgesetzen folgt, die Misessche zyklische Fehlertheorie angewandt werden. Allerdings dürfen dabei keine Probekörper weggelassen werden, wie dies in der Millikanschen Schule geschieht. Beispielsweise gibt Herr Ishida, der langjährige Mitarbeiter Millikans, an, daß bei Versuchen mit Öltröpfchen „einige Probekörper eliminiert werden mußten, da die Resultate aus unbekannten Gründen um 10—50 Proz. herausfielen". Wenn ich nun den derzeitigen Stand der Streitfrage um die Teilung des Elektrons erwäge, so will es mir nicht eingehen, warum gerade das Elektron unteilbar und gleichsam eine a priori gegebene Größe sein soll, während im Laufe der letzten Jahrzehnte schließlich jede physikalische Größe der Teilung anheimfiel. Das Atom war geteilt, seitdem man die Korpuskulartheorie der Kathodenstrahlen entworfen hatte und neuerdings haben wir sehr viel von Atomkernzertrümmerung gehört. Selbst wenn an manchen Substanzen an einzelnen Probekörpern gewisse bevorzugte Ladungen vorkommen, wie dies der Fall zu sein scheint, so steht das Problem einfach dahin, zu erklären, warum diese bevorzugten Ladungen auftauchen und nicht dahin, diese Ladungen einfach mit der Elektronenladung zu identifizieren. Überdies hat eine Reihe von Forschern wie Einstein, Poincaré, Weyl u. a. sich mit der Frage der Kohäsion und der Stabilität des Elektrons befaßt. Eine Entscheidung steht noch aus. Die Frage selbst beinhaltet jedoch implicite die Möglichkeit des Zerfalls, denn die Fragestellung hätte gar keinen Sinn, wenn man das Elektron von vornherein als absolut unteilbar ansehen würde.

Herr Reißner: Ich möchte mich Herrn Edgar Meyer darin anschließen, daß man mit der statistischen Erfassung von Erscheinungen, die physikalisch noch nicht vollständig gelöst sind, bzw. mit Schlußfolgerungen aus statistischen Ergebnissen sehr vorsichtig sein muß. Gerade die erste Anwendung der v. Misesschen Methode, und zwar auf die Frage nach der Wahrscheinlichkeit der Ganzzahligkeit der Atomgewichte hat dies wieder bekräftigt. Man würde heute, nachdem man weiß, daß jedes Atom nicht ein, sondern mehrere Atomgewichte seiner Isotopen besitzt, die statistische Frage und die Deutung des statistischen Ergebnisses ganz anders formulieren.

Deshalb scheint mir die Frage nach der Existenz von Subelektronen für eine statistische Entscheidung noch nicht reif zu sein, aber man wird vielleicht Herrn Daeckes Ergebnisse mit heranziehen können, nachdem die physikalischen Ursachen der behaupteten Ladungsunterschreitungen bejahend oder verneinend physikalisch weiter aufgeklärt worden sind.

Herr v. Mises: Vom Standpunkt der mathematischen Statistik drängen sich zunächst zwei

Bedenken auf: der Umfang der Versuchsreihe scheint etwas klein und die Genauigkeit der Messungen müßte im Verhältnis zur Größe der supponierten Einheit vielleicht etwas besser sein. Vor allem aber möchte ich die Frage stellen: wie groß sind eigentlich die tatsächlich beobachteten Vielfachheiten der supponierten Subelektronen? Es ist doch z. B. bei den Atomgewichten gerade dies das Merkwürdige, daß Vielfachheiten bis an 100 vorkommen, denen gegenüber die Abweichungen von der Einheit so klein sind.

Herr Daecke: Was zunächst den Umfang der Versuchsreihe anbetrifft, so kommen bei den 3 Arbeiten, die ich untersucht habe, 24, 30, 39 Beobachtungswerte in Betracht. Bei der Anwendung der zyklischen Fehlertheorie durch Herrn v. Mises auf die spezifischen Gewichte wie auf die Atomgewichte hat es sich auch nur um 21 bzw. 24 und 49 Einzelwerte gehandelt. Diese Zahlen liegen in derselben Größenordnung wie meine. Außerdem möchte ich noch darauf hinweisen, daß die lineare Fehlertheorie, die ich bei König (Quecksilber in Luft) in der Gegend um 0,53 angewendet habe, dieselben Resultate liefert, wenn auch nicht ganz so übersichtlich. Was die Vielfachheiten der supponierten Subelektronen anbetrifft, so kommt das ganz auf die Größe der Subelektronen an. Mit kleiner werdenden Subelektronen werden die Vielfachheiten größer. Z. B. ist die in Tabelle I vorkommende Ladung 3,78 etwa als das 7fache von 0,53 und als das 11fache von 0,3407 aufzufassen. Es liegt aber eine Grenze der Vielfachheit nach oben vor. Da nämlich fast alle Ladungen, die ich untersucht habe, kleiner als 4,77 sind, kann bei dem Subelektron $\frac{e}{n}$ höchstens das $(n-1)$fache vorkommen.

Herr v. Mises: Eine vollständige Beantwortung meiner Frage kann ich daraus nicht entnehmen, ich muß dann wohl die Publikation des Herrn Vortragenden abwarten. Die außerordentlich gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung spricht jedenfalls für die Sache.

Marie Anna Schirmann (Wien), Über die Erzeugung, Erhaltung und Messung höchster Vakua (die Extremvakuumpumpe, das Adsorptionsmanometer).

§ 1. Einleitung.

Eine der Aufgaben der modernen Physik, nämlich die Erforschung einer ganzen Reihe verschiedener, meistens elektronischen Charakter tragenden Eigenschaften der Materie im gasförmigen, festen und flüssigen Zustande (besonders der Metalle und deren Dämpfe) ist mit der Erzeugung, Erhaltung und Messung niedrigster Gasdrucke notwendigerweise unlösbar verknüpft. Es sind dies alle jene Erscheinungen, bei welchen die Gase von sehr kleinem Partialdruck, also Gasreste, sei es durch chemische Verbindung oder Mischung mit anderen Gasen, oder durch Absorption auf der beliebig gearteten Oberfläche glatter und poröser Körper in halb- oder ganzchemischer Bindung also als Gasschichten oder als fremdstoffliche Belegungen, oder durch Okklusion in kapillaren und nichtkapillaren Poren, also als Inhomogenitäten und schließlich durch Absorption im Innern des ganzen Volumens des absorbierenden Körpers, also im gelösten Zustande, durch ihr Vorhandensein eine Anregung, eine Änderung oder eine Unterbindung der betreffenden, bisher meist als Homogen- und nicht als Gaseffekte aufgefaßten Erscheinungen verursachen.

Die im nachfolgenden angeführten Erscheinungen deuten auf einen derartigen Charakter hin: Die Glühemission, der lichtelektrische Effekt, die Sekundäremission ausgelöst durch Primärelektronen und Röntgenstrahlen, die gewöhnlichen elektrischen Entladungserscheinungen in evakuierten Räumen, die autoelektronische Entladung, hervorgerufen durch starke elektrische Felder, die Erscheinung der Kontaktelektrizität, dann die Erscheinungen, auf denen die Wirkung der Kristalldetektoren und Mikrophonkontakte beruht, die thermoelektrischen Erscheinungen, die elektrische Leitfähigkeit und deren Temperatur- und Lichtbeeinflussung, die Radiometerkräfte, Para- und Diamagnetismus, Fluoreszenz und Phosphoreszenz u. a. m.

Besonders was die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit mit dem Gehalt an absorbiertem Gas anbelangt, worüber bereits einige einander im Wirkungssinn scheinbar widersprechende Untersuchungsergebnisse vorliegen, sei hier nur andeutungsweise auf eine von der Vortragenden zu einem ganz anderen Zweck angestellte Versuchsreihe hingewiesen, bei welcher die elektrische Leitfähigkeit eines Platindrahtes bei fortschreitender Entgasung mit den im folgenden zu erörternden Hilfsmitteln im extremsten Vakuum (stets bei Zimmertemperatur gemessen) bereits nach etwa 10stündiger Versuchsdauer eine Zunahme um 6,5 Proz. gegenüber dem Wert im gewöhnlichen Hochvakuum aufweist. Es ist hier durch das Austreiben der Gasreste der Elektrizitätstransport erleichtert worden; möglicherweise dadurch, daß sich die Metallkristallite enger aneinander gelagert haben. Die auf diese Weise möglicherweise entstandene Verkürzung des Drahtes (um 0,047 cm Längen-

einheit) ließe unter der Annahme, daß die ganze Widerstandserniedrigung durch eine Verkürzung zu deuten sei, die entsprechenden Volumteile ausgetriebenen Gases errechnen. Nur umfangreichere Versuchsreihen über die Widerstandsänderung mit der Entgasung können über die Ursache derselben eine Klärung bringen. Bei weiteren Entgasungen sind noch weitere Widerstandserniedrigungen zu erwarten.

§ 2. Die Erzeugung höchster Vakua (die Extremvakuumpumpe).

Die Entwicklung der modernen Hochvakuumphysik und -technik hat es mit sich gebracht, zumindest solche Vakua herstellen zu wollen, bei welchen als Kriterium für die Güte des Vakuums die gute Erfüllung der Raumladungsgleichung $i = C \cdot V^{3/2}$ gilt, also das Vorhandensein von nur minimalen restlichen positiven, die Raumladung aufhebenden Ionen. Derartige angenäherte Raumladungsvakua genügen aber weder für die Herstellung von großen technischen, bedeutende Metallmengen in ihrem Innern tragende Glühkathodenröhren noch für die physikalische Erforschung des Einflusses von Restgasspuren auf die elektronischen Eigenschaften der Materie.

Bevor auf die Erzeugung extremster Vakua eingegangen werden soll, möge der Begriff „Extremvakuum" (oft als „unbegrenztes Hochvakuum" bezeichnet) gegenüber dem des „Hochvakuums" einigermaßen definiert werden. Der Größenordnung nach liegt das, was man gewöhnlich „Hochvakuum" nennt, in der Größenordnung von 10^{-6} mm *Hg*, das „Extremvakuum" beginnt erst dort und wurde von der Vortragenden um ebenso viele Zehnerpotenzen weiter in die Größenordnung von etwa 10^{-12} und 10^{-13} mm *Hg* beobachtend verfolgt und reicht in jene Druckgrößenordnung, die bloß durch die Summe der Partialdrucke der ausgefrorenen Dämpfe und Gase und der festen Körper im Rezipienten (z. B. weißglühendes Wolfram) begrenzt ist; es hängt also von der Wahl der zur Verfügung stehenden Ausfriermittel und der festen Bestandteile der Apparatur ab.

Während das gewöhnliche Hochvakuum physikalisch unter anderem definiert ist durch den Eintritt großer freier Weglänge der Elektronen zu den Gefäßdimensionen, oder mehr oder weniger quantitativ genauer Erfüllung der Gesetzmäßigkeiten der glühelektrischen Elektronenemission, ist das Extremvakuum mehr physikalisch-chemisch definiert, nämlich durch den Einfluß der Absorption der letzten aus den Gefäßwänden und den eingeschlossenen Metallteilen ausgetriebenen, nunmehr im Raum spärlich verteilten Gasspuren in einem besonders sorgfältig entgasten, sehr aktiven Absorptionsmittel auf dessen elektronische Eigenschaften im gewöhnlichen Hochvakuum.

Die sich zur Herstellung hoher Vakua bietenden Evakuationsmöglichkeiten, wie Einzelpumpen, Pumpenaggregate mit einem bloß durch die Vorgänge im Rezipienten und in der Pumpleitung begrenzten Endvakuum, Absorptions- und Ausfriermittel als wirksame Pumpunterstützung müssen für die Erzeugung der Extremvakua zweckmäßig wirksamer gestaltet werden. Da es dabei theoretisch kein Grenzvakuum gibt, ist bloß die Sauggeschwindigkeit für die erzeugten Endvakua maßgebend. Nun beträgt aber die Sauggeschwindigkeit der gebräuchlichen Hochvakuumpumpen, auch der mit Kondenswirkung (bis auf die Stahlgehäusepumpen, die wegen ihrer besonders bei höheren Temperaturen fortwährenden Gasabgabe und Gasdiffusion von außen für die Erzeugung und Erhaltung extremster Vakua nicht in Betracht kommen) bestenfalls 3—7 Liter pro Sekunde.

Die Forderung, extremste Vakua durch große Sauggeschwindigkeit zu erreichen, glaubt die Vortragende durch die Konstruktion der Extremvakuumpumpe in Glas bzw. Quarz erfüllt zu haben; die Pumpe hat eine zehnfache Sauggeschwindigkeit als die anderen, mindestens 20 bis 30 Liter pro Sekunde.

Die Höhe der Sauggeschwindigkeit einer Hochvakuumpumpe ist wesentlich durch die Fläche der Kommunikation zwischen Vor- und Hochvakuum bestimmt. Darum ist bei den gewöhnlichen Spaltpumpen für keinen sehr wirksamen Abtransport der Gasmoleküle aus dem Hochvakuum in das Vorvakuum gesorgt. Die große Kommunikation zwischen Vor- und Hauptvakuum bei der Extremvakuumpumpe mit einer Ansaugfläche von ca. 100 cm² gegenüber 0,1 und 1 cm² bei den anderen Pumpen gewährleistet den enorm raschen Abtransport der Gasmoleküle aus dem Hochvakuum gegen das Vorvakuum. Das erforderliche Mindestvakuum beträgt 0,5 mm Hg. Die Pumpe wurde auch für bessere Vorvakua, nämlich 0,01 und 0,001 mm *Hg* konstruiert, wobei sich noch größere Sauggeschwindigkeiten (gegen 40 Liter pro Sekunde) ergaben. Bei geeigneter Parallelschaltung von mehreren derartigen Extremvakuumpumpen können Sauggeschwindigkeiten von über 100 Liter pro Sekunde erzielt werden. Auf diese Weise und unter Zuhilfenahme von Absorptions- und Ausfriermitteln sind Extremvakua von der Größenordnung von 10^{-12}—10^{-15} mm *Hg* bei Beachtung der im folgenden zu erörternden Methoden zur Erhaltung extremster Vakua unschwer zu erreichen.

Das Pumpen mit Absorptionsmitteln im hohen Vakuum (z. B. mit Kohle- oder Metallniederschlägen) ist kein schnelleres Verfahren, sondern höchstens dann ein annähernd gleichwertiges, wenn die Absorptionsmittel unter wirksamer Evakuation zuvor bereits äußerst entgast sind.

§ 3. Die Erhaltung höchster Vakua.

Die bloße Erzeugung extremer Vakua genügt jedoch nicht, da einerseits die industriemäßig erzeugten Glühkathodenröhren unter der Voraussetzung relativ konstant bleibender guter Vakua abgeschmolzen werden müssen, andererseits die für physikalische Versuchszwecke evakuierten Gefäße auch nicht ständig mit dem Pumpsystem in Verbindung bleiben können, wenn ganz konstante Druckbedingungen gefordert werden. Es ist deshalb zur Erhaltung konstanter Extremvakua notwendig, alle unter den im Betrieb vorhandenen Zustandsbedingungen als Gasquellen oder -senken wirkenden Apparaturbestandteile (wie Glaswände, Metallteile usw.) einem Absorptionsgleichgewicht zuzuführen.

Die als ziemlich wirksam erkannte Methode, durch hohes und andauerndes Erhitzen der betreffenden gas- und wasserhaltigen Apparaturbestandteile die als Molekeln oder Ionen darin gebundenen Gas- und Wasserspuren auszutreiben, hat sich nicht unter allen Versuchsbedingungen bewährt, zumal die meisten Gasmengen erst knapp unterhalb der Schmelztemperatur des Glases oder des Metalles abgegeben werden[1]). Praktisch kann man die Wärmebehandlung nicht sehr weit treiben, z. B. beim Glase nicht wegen der Glasdoppellötungen bei Gasfallen usw., bei Metalleinführungen nicht wegen der Springgefahr im Glase usw.

Darum hat man nach anderen Entgasungsverfahren gesucht. Ich erwähne die Wirbelstromheizung der Metalle und besonders das Elektronenbombardement, das auch bloß als Erhitzung durch Abgabe der kinetischen Energie der Elektronen an die jeweilige Anode betrachtet wird. Das Bombardement geschieht stets so, daß die entweder durch die natürliche Elektronenquelle der Stoßionisation in Entladungsröhren mit Elektroden oder durch die künstliche Elektronenquelle der Glühemission in Glühkathodenröhren erzeugten Elektronen in einem Felde hoher Spannung beschleunigt werden und auf die als Anode dienenden, bereits vorentgasten Apparatenteile anprallen.

In den beiden letzten Fällen, nämlich des Elektronenbombardements sind metallische Innenelektroden erforderlich, welche den Entgasungsvorgang nur komplizieren und hemmen, indem die Entgasung beeinflußt wird durch den Reinheitsgrad des Elektrodenmaterials, dessen Oberflächenbeschaffenheit, Gasbeladung, elektrische Doppelschichten usw.

Die Vortragende ist nun bei Entgasungen zur Aufrechterhaltung extremster Vakua von den üblichen Verfahren abgegangen und hat mit verhältnismäßig einfachen Mitteln in ganz kurzer Zeit hinsichtlich Gasspuren hohe und dauernde Reinheitsgrade erzielt. Und zwar geschah dies durch sogenannte „elektrodenlose Entladung"; dazu gehören auch jene Entladungen, bei denen der Entladungsraum mit den Elektroden in keiner direkten Verbindung steht, sondern durch die Glaswände der Röhre von ihnen getrennt ist, also Entladungen mit Außenelektroden und darum durch elektrische Wechselfelder meist hoher Frequenz. Ferner gehört dazu der „elektrodenlose Ringstrom", jene Gasentladung, welche auf elektromagnetischer Induktion seitens eines hochfrequenten magnetischen Wechselfeldes im Innern einer über die Entladungsröhre geschobenen Spule beruht.

Die Entgasung geschieht dann folgendermaßen: Das elektrische Feld innerhalb der Röhre bringt bei genügend großer Feldstärke im Entladungsraum eine selbständige Ionenstoßladung hervor. Da die Metallteile im Innern bzw. die Gefäßwände entweder bereits selbst genügend leitend sind oder leitend gemacht werden, kann auf sie (wegen des Fehlens einer Wandladung) ein kräftiges Ionen- bzw. Elektronenbombardement einsetzen. Für die Deutung der großen Wirksamkeit dieses Entgasungsverfahrens scheinen weniger thermische Effekte (wie lokale Erhitzungen) heranzuziehen sein als vielmehr mechanische Wirkungen der auftreffenden primären elektrischen Korpuskeln bzw. der durch sie ausgelösten sekundären elektrischen Korpuskeln, möglicherweise auch die zeitlich veränderlichen Ströme, die als Verschiebungsströme die anliegenden Schichten z. B. das Glas usw. durchsetzen, als Leitungsströme zufolge des Skineffektes die Metalle oberflächlich passieren.

Durch die Entgasung mittels elektrodenloser Entladung können ganze Apparaturen unbeschadet ihrer komplizierten Zusammensetzung wie Glasdoppellötungen bei Gasfallen, unvermeidliche Schliffe, dickwandige Kapillaren, Einschmelzungen usw., die sonst entweder gar nicht oder nur ganz ungenügend entgast werden

1) Bei diesen hohen Temperaturen soll bereits der Überdruck einer Atmosphäre von außen genügen, um gewisse Gase durch das Metall und Glas ins Vakuum diffundieren zu lassen, was die Entgasung zum Teil wieder rückgängig macht. Daher wären doppelwandige, im Zwischenraum evakuierte Wände zwischen Hochvakuum und Atmosphäre anzuwenden.

können, in kurzer Zeit praktisch gasleer gemacht werden[1]).

§ 4. Die Messung höchster Vakua (das Absorptionsmanometer).

Die Messung extremster Vakua mit Hilfe des Gasabsorptionsvermögens sorgfältig entgaster, sehr aktiver Substanzen (Kohlefäden, Metalldrähte und -folien usw.) bedeutet für die Hochvakuummeßtechnik dasselbe, was das „Dewarverfahren" für die Evakutionstechnik, nämlich das Pumpen mittels Absorbentien, unterstützt durch entsprechende Kältemittel. Alle Manometer, die nach dem Absorptionsprinzip konstruiert werden können, mögen als Absorptionsmanometer bezeichnet werden. Die Absorptionsmanometer sind eigentlich bloß für die Gasdruckmessung im extremsten Vakuum gedacht. Die als Absorbentien zur Verwendung gelangenden Substanzen sind zuvor weitgehend entgast und befinden sich im Hochvakunm auf hoher Temperatur. Soll der Gasdruck im Versuchsraum gemessen werden, so wird das Absorbens langsam abgekühlt, wobei es bekanntlich selbst bei niedrigsten Gasdrucken beträchtliche Gasmengen absorbiert. Bei geeigneter Wahl der Absorbentien für bestimmte Gase kann man große Absorptionsgeschwindigkeiten bei augenblicklicher Gleichgewichtseinstellung für die betreffende Meßtemperatur erzielen, was eine große Empfindlichkeit der Methode bei kurzer Meßdauer bedeutet.

Gerade durch die Wahl jener Erscheinung im Hochvakuum für Meßzwecke, welche infolge hartnäckiger Bindung von Gasresten weder eine homogene Gasverteilung an den Gefäßwänden und Metallteilen, noch extrem niedrige Drucke durch bloßes Evakuieren erreichen läßt, ist man imstande, in der Hochvakuummeßtechnik weit unter die Empfindlichkeitsgrenze der empfindlichsten Hochvakuummanometer zu gelangen.

Als Kriterien für die absorbierten Restgasmengen können alle jene eingangs erwähnten elektronischen Charakter tragenden Eigenschaften der absorbierenden Materie dienen, welche sich proportional der absorbierten Gasmenge ändern, z. B. die Glühemission.

Mit Hilfe der Absorptionsisotherme $v = kp$, die für niedrige Drucke und feste, von oberflächlichen Gasschichten befreite Körper gilt — wie es ja im Meßbereich der Absorptionsmanometer der Fall ist —, gibt die Gleichung für den emittierten Glühelektronenstrom $i = Cp$, deren Konstante C durch einige Vergleichsdruckmessungen mit einem anderen Manometer (bis 10^{-6} mm Hg etwa mit einem McLeodschen Manometer, von 10^{-6} mm Hg an mit einem Ionisationsmanometer) noch in etwas höherem Druckbereich genau bestimmt wird, die Beziehung zwischen dem vom absorbierten Gasvolumen bestimmten Emissionsstrom und dem Druck der Restgase an.

Der Meßvorgang ist unter Zuhilfenahme beispielsweise der Glühemission als Absorptionskriterium etwa folgender: Die Konfiguration des Meßsystems ist durch einen Barometerverschluß in Form eines Doppel-U gegeben, an dessen einem Schenkel das durch Hg absperrbare Pumpsystem und das beliebige Vergleichsmanometer angeschlossen werden, an dessen anderem Schenkel das zweite U mit den somit symmetrisch liegenden Anschlüssen an das Absorptionsmanometer einerseits und an den Rezipienten andererseits. Zuerst wird bei hochbelastetem Glühfaden eine Zwei-Elektrodenröhre bei bestimmten Strom- und Spannungsverhältnissen in der Röhre bis zu einer bestimmten Evakuationsstufe geschritten und das Pumpsystem abgeschlossen. Dann wird das Absorptionsmanometer geschlossen und der Heizdraht durch Herunterregulieren der Heizung bis auf einen bestimmten Heizspannungswert in einer bestimmten Anzahl von Sekunden langsam abgekühlt. Der Emissionsstrom steigt dann unter konstanter Heiz- und Anodenspannung proportional dem Druck an und der sich dabei einstellende Emissionsstrom gibt dann mit Hilfe der Konstante C den herrschenden Gasdruck des extremen Vakuums im ganzen System an.

Die große Aktivität und Absorptionsgeschwindigkeit der absorbierenden Medien gewährleistet bei dieser Art von Gasdruckmessung im extremsten Vakuum große Empfindlichkeit und kurze Meßdauer in einem Druckgebiet, wo die meisten anderen Meßmethoden bereits versagen.

Zur Empfindlichkeit der Absorptionsgasdruckmessungen mit Hilfe von Glühelektronenröhren sei noch folgende Bemerkung erlaubt: Seitdem man die Vorgänge der elektrischen Emission in Röhren gesetzmäßig zu erfassen glaubt, spielt die Erklärung der Hysteresisschleifen bei Aufnahme von Auf- und Abstiegkurven in Röhren (Emissionsstrom als Funktion des Heizstroms) für die Mitwirkung der Gasreste in der Röhre wie in den Elektroden an den gemessenen Stromwerten eine maßgebende Rolle. Hysteresisschleifen sind immer noch qualitativ ein sehr empfindliches Auskunftsmittel über unzureichende Evakuation und Entgasung. Im Gegensatz zu den

1) Für die Aufrechterhaltung noch höherer Vakua als der bisher erreichten ist wegen der bei den Entgasungsverfahren bei niedrigen Drucken möglicherweise eintretenden Gasdiffusion von außen mit den doppelwandigen im Zwischenraum evakuierten Glasröhren zu arbeiten (das Extremvakuum im Vakuum).

bisherigen Erklärungsversuchen der Hysteresisschleifen entweder durch langsames Abdampfen der Gasschicht oder durch Ionisation der abgegebenen Gasmengen, daher immer ein Ansteigen des für die vorhandenen Versuchsbedingungen gesetzmäßigen Elektronenstroms bei aufsteigenden wie bei absteigenden Kurvenaufnahmen, möchte die Vortragende nach ihren mit Röhren angestellten Versuchen[1]) die Hysteresiskurven auch mit Absorptionsvorgängen in Zusammenhang bringen und zwar derart, daß bei aufsteigenden Kurvenaufnahmen die gesetzmäßigen Elektronenströme durch Gasabgabe abnehmen, bei absteigenden Kurvenaufnahmen durch Gasaufnahme wieder zunehmen im Einklang mit dem Zusammenhang zwischen dem Einfluß der gelösten Gase auf die Elektronenemission.

§ 5. Schluß.

Nachdem es nun gelungen ist, mit Hilfe der Extremvakuumpumpe höchste Vakua zu erzeugen, mit Hilfe der elektrodenlosen Entladung höchste Entgasung zu erreichen und somit extremste Vakua aufrechtzuerhalten und sie mit Hilfe der verschiedendsten Absorptionsmanometer zu messen[2]), sind alle Hilfsmittel bereitgestellt, im extremsten Vakuum die Frage nach dem Ursprung jener Elektrizitätsträger zu erforschen, welche die Mannigfaltigkeit der elektronischen Eigenschaften der Materie verursachen.

Eine Reihe von Versuchen im extremsten Vakuum gibt bereits Anhaltspunkte dafür, daß die durch Licht, Glut usw. von der festen Materie losgelösten Elektronen nicht so sehr die durch das bloße Vorhandensein von gelösten Gasspuren als Katalysatoren im Dissoziationszustand befindlichen Metallelektronen darstellen, als vielmehr das durch die genannten verschiedenen Ursachen hervorgerufene Dissoziationsprodukt der Gasspuren selbst.

Wien, III. Physikalisches Institut d. Universität, September 1924.

Diskussion.

Herr Gaede: Soviel ich die Konstruktion der auf dem Tisch stehenden Glaspumpe ohne Zeichnung beurteilen kaun, ist diese Pumpe eine Diffusionsluftpumpe mit Drahtnetz als Diffusionsdiaphragma. Ich möchte fragen, ob die angegebenen großen Sauggeschwindigkeiten von 20 bis 40 Liter per Sekunde gemessen oder nur theoretisch vermutet sind. Soviel ich die Abmessungen der Pumpe abschätzen kann, gestattet der Strömungswiderstand des Ansaugerohres der Pumpe (Länge 17 cm, Durchmesser 15 mm) keine Saugleistung, die größer ist als 1 bis 2 Liter.

Frl. Schirmann: Die Konstruktion der auf dem Tisch aufgestellten einfachen Extremvakuumpumpe ist derart, daß die große Ansaugfläche dadurch erreicht ist, daß ein Quecksilberdampfstrahl tangential eine mit dem Hochvakuum kommunizierende Metalldrahtgitterfläche von ca. 100 cm^2 bestreicht; die große Kommunikation zwischen Vor- und Hochvakuum kann konstruktiv aber auch ganz anders erreicht werden, z. B. durch ein System von weiten Glasansaugröhren im Inneren der Pumpe. Die Pumpe ist eine Parallel-Dampfstrahlpumpe.

Die Sauggeschwindigkeit dieser Pumpe von 20—30 Liter/Sekunde ist durch Vergleichsmessung gegen eine Hochvakuumpumpe älteren Systems mit bekannter Sauggeschwindigkeit von 3 Liter/Sekunde bestimmt.

Das von Prof. Gaede genannte „Ansaugerohr der Pumpe" gehört gar nicht zur Pumpe, sondern ist noch ein restlicher Teil der daran gewesenen Vergleichsapparatur, wo gerade diese Zuleitungsdimensionen gewählt werden mußten, um gleiche äußere Bedingungen, nämlich in der Pumpleitung zu haben. Bei dieser Gelegenheit sei nochmals auf den Unterschied zwischen Saugleistung der Pumpe und Evakuierungsleistung in einer vorgegebenen, mit bestimmtem Strömungswiderstand behafteten Apparatur ausdrücklich hingewiesen. Die Sauggeschwindigkeit in der Extremvakuumpumpe ist 20—30 Liter/Sekunde; die Evakuierungsgeschwindigkeit ist stets von der gegebenen Apparatur mit abhängig; will man die hohe Sauggeschwindigkeit ausnutzen, muß man selbstverständlich kurze, weite Ansatzrohre verwenden, die aber dann zur Apparatur gehören.

W. Schottky (Rostock). Diffusionstheorie der positiven Säule.

Bei Entladungen in verdünnten Gasen und Dämpfen, die ja im allgemeinen einen sehr komplizierten und zusammengesetzten Charakter haben, wird doch das wesentlichste wissenschaftliche Interesse befriedigt sein, wenn es gelingt, anzugeben, wo und wie die Träger dieser Entladung entstehen und wie sie verschwinden. Was ich darüber zu sagen habe, bezieht sich auf den mittleren Teil der Entladung, in dem weder die besonderen Vorgänge an der Kathode noch an der Anode eine Rolle spielen, also auf das Gebiet der sogenannten positiven Säule. Wir betrachten ein Entladungsrohr von kreisförmigem Querschnitt, das in longitudinaler Rich-

1) Über diese Versuche soll in einer eigenen Abhandlung eingehend berichtet werden.

2) Die ausführliche Abhandlung über diesen Gegenstand soll demnächst in der Zeitschr. f. Phys. veröffentlicht werden.

tung von der Entladung durchströmt wird, und fragen nach der Gewinn- und Verlustbilanz der Ladungsträger in einem Raumteil, der zwischen zwei benachbarten Zylindern von den Radien r_1 und r_2 und von 1 cm Höhe liegt. Durch die

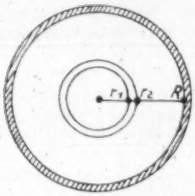


Fig. 1.

Stirnteile dieses ringförmigen Raumes werden im allgemeinen sowohl positive wie negative Teilchen ein- und austreten; wenn aber die Entladung innerhalb der ganzen positiven Säule den gleichen Charakter und die gleiche Stromstärke hat, so werden hier ebensoviele Teilchen jedes Vorzeichens ein- wie auswandern, eine Änderung der Teilchenzahl findet also durch diese achsiale Strömung nicht statt. Wir können also im stationären Zustand die Bilanz aufstellen: für jede Art von Elektrizitätsträgern muß der Unterschied zwischen der durch die innere Zylinderwand eintretenden und der durch die äußere Zylinderwand austretenden Teilchenmenge gleich der Zahl der in dem Raum neu gebildeten Teilchen sein. Haben wir nur eine Sorte positiver und eine Sorte negativer Teilchen und bezeichnen wir den in radialer Richtung fließenden Konvektionsstrom dieser Teilchen mit $\mathfrak{K}^+$ und $\mathfrak{K}^-$, so erhalten wir hieraus sowohl für $\mathfrak{K}^+$ wie für $\mathfrak{K}^-$ eine Gleichung von der Form:

$$\frac{\partial}{\partial r}(2\pi r \mathfrak{K}) = q \cdot 2\pi r$$

oder:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\mathfrak{K}) - rq = 0, \qquad (1)$$

wo q die Zahl der neu gebildeten Teilchen (allgemeiner: der Überschuß der gebildeten über die verschwindenden) pro Volumeneinheit ist. $q^+ = q^-$.

Die Theorie, die ich Ihnen vortragen möchte, beruht nun darauf, daß man in einem Falle, der für die meisten technisch verwerteten und wissenschaftlich untersuchten Entladungen typisch ist, sowohl die Teilchenströme $\mathfrak{K}^+$ und $\mathfrak{K}^-$ wie die neu gebildete Menge q in eine einfache Beziehung zur Dichte n^+ und n^- der positiven und negativen Teilchen setzen kann.

Die wichtigste Annahme, die wir einzuführen haben, ist die der „Quasineutralität" der Entladung; bei Entladungsstromstärken von etwa 10^{-4} Amp. an müssen in nicht zu verdünnten Gasen aus Raumladungsgründen überall im Innern der Entladung praktisch gleich viele positive und negative Teilchen vorhanden sein. Also:

$$n^+ = n^-. \qquad (2)$$

Eine zweite Annahme folgt aus der Voraussetzung, daß die Wand der Entladungsrohre isoliert, also nicht imstande sein soll, einen etwaigen Überschuß von Ladungen eines Vorzeichens wegzuführen. Dann muß der in radialer Richtung fließende Strom der positiven Teilchen gleich dem der negativen Teilchen sein, und die Wand erfüllt nur die Funktion, die beiden Teilchensorten anzuhalten und zur Vereinigung zu bringen, worauf sie dann als neutrale Teilchen zurückwandern. Wir haben es also, wenn überhaupt, so mit einer Strömung von Teilchen beider Vorzeichen zu tun; diesen für beide Teilchensorten gleichen Konvektionsstrom bezeichnen wir als ambipolaren Konvektionsstrom, $\mathfrak{K}_a$, und haben gemäß unserer Voraussetzung:

$$\mathfrak{K}^+ = \mathfrak{K}^- = \mathfrak{K}_a. \qquad (3)$$

(Übrigens ist wegen $q^+ = q^-$ die Voraussetzung der Ambipolarität schon in der Annahme der achsialen Unveränderlichkeit des Ladungszustandes enthalten.)

Zu dem Zusammenhang zwischen $\mathfrak{K}_a$ und n gelangen wir, wenn wir die Gründe untersuchen, die die Teilchen beider Vorzeichen in radialer Richtung treiben. Wir haben zwei Ursachen: Ungeordnete Bewegung, und seitliche elektrische Felder. Von diesen Ursachen ist aber, wie bei dem Konzentrationsgefälle in Elektrolyten, die zweite mit der ersten eng gekoppelt; die leichter beweglichen Teilchen — in den verdünnten Gasentladungen sind es die negativen Teilchen, speziell die Elektronen, — werden voraneilen und das sich dadurch einstellende Feld wird automatisch dafür sorgen, daß ebensoviele positive wie negative Teilchen in seitlicher Richtung abwandern. Indem wir die Beziehung $\mathfrak{K}^+ = \mathfrak{K}^-$ benutzen und die weitere Beziehung, daß die durch das elektrische Feld hervorgerufenen Ströme sich verhalten wie die Beweglichkeiten k^+ und k^- der beiden Teilchensorten[1]), gelingt es, $\mathfrak{K}_a$ durch die natürlichen Diffusionsströme $\mathfrak{K}_d{}^+$ und $\mathfrak{K}_d{}^-$ der beiden Teilchensorten auszudrücken:

$$\mathfrak{K}_a = \frac{\mathfrak{K}_d{}^+ k^- + \mathfrak{K}_d{}^- k^+}{k^+ + k^-}. \qquad (4)$$

1) Jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Diese Beziehung fließt, wie die folgende, aus der Annahme, daß jedes Teilchen, bevor es die Wand erreicht, eine ganze Reihe von Zusammenstößen mit Gasmolekülen erfährt. In hochevakuierten Entladungsgefäßen gelten andere Überlegungen.

Die natürliche Diffusion der Teilchen hängt nun von ihrer ungeordneten Bewegung ab und wird nur dann einen einfachen Charakter haben, wenn diese Bewegung als ganz ungeordnet, mit Maxwellscher Verteilung, angesehen werden kann. Diese Annahme scheint aber bei nicht zu geringen Stromdichten und Gasdrucken nach neueren Messungen für die Elektronen wenigstens zuzutreffen; doch ist es nicht die mittlere Temperatur des Gases, sondern im allgemeinen eine bedeutend höhere Temperatur von der Größenordnung 10000 Grad und darüber, die die ungeordnete Bewegung der Elektronen charakterisiert. Ist $\mathfrak{V}^-$ das Voltäquivalent dieser Temperatur, so besteht die einfache Beziehung:

$$D_d^- = k^- \cdot \mathfrak{V}^-, \qquad (5)$$

wobei D_d^- die Diffusionskonstante in der Gleichung $\mathfrak{K}_d = -D_d^- \cdot \operatorname{grad} n$ ist.

Dieser Zusammenhang läßt sich entweder aus der Townsendschen Formel entnehmen, oder aus der Betrachtung eines Zustandes, in dem die natürliche Diffusion durch ein elektrisches Gegenfeld gerade aufgehoben wird.

Entsprechend können wir für die positiven Ionen setzen $D_d^+ = k^+ \cdot \mathfrak{V}^+$; $\mathfrak{V}^+$ kennen wir zwar nicht so gut wie $\mathfrak{V}^-$, doch können wir annehmen, daß es klein gegen $\mathfrak{V}^-$ ist, und daß infolgedessen an die Genauigkeit der Voraussetzungen hier überhaupt keine besonders hohen Ansprüche gestellt zu werden brauchen. Wir erhalten also durch Einsetzen in die obige Formel für $\mathfrak{K}_a$ im ganzen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_a &= -D_a \operatorname{grad} n, \\ D_a &= \frac{\mathfrak{V}^+ + \mathfrak{V}^-}{1/k^+ + 1/k^-}, \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

und falls:

$$\begin{aligned} k^+ &\ll k^- \\ \mathfrak{V}^+ &\ll \mathfrak{V}^- \end{aligned}$$

ist, spezieller:

$$D_a = k^+ \cdot \mathfrak{V}^-.$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen $\mathfrak{K}_a$ und n hergestellt.

Einfacher noch ist ein solcher Zusammenhang zwischen q und n zu finden, wenigstens wenn wir uns jetzt auf die Behandlung von Entladungen beschränken, in denen praktisch nur die Elektronen als negative Träger auftreten. Dann ist nämlich die Wiedervereinigung der Teilchen gegenüber der seitlichen Diffusion zu vernachlässigen, und q bedeutet einzig die Menge pro Volumeneinheit der innerhalb der Entladung neu entstehenden Teilchen beider Vorzeichen. Nun kommt die Neubildung von Trägern in einer verdünnten Entladung immer direkt oder indirekt durch Elektronenstoß zustande, und sieht man von den Beeinflussungen des Gaszustandes durch die Entladung in erster Annäherung ab, so wird man die neugebildete Menge q direkt proportional der Zahl n setzen können. Dabei ist es noch zweckmäßig, folgenden Umweg zu benutzen. Wir setzen:

$$q \cdot \varepsilon V_i = \varkappa \cdot i_H \cdot \frac{\partial V}{\partial z}. \qquad (7)$$

Hierbei bedeutet der Ausdruck links die Energie, die zur Erzeugung der q Teilchen beider Vorzeichen nötig ist. (V_i Ionisierungsspannung), i_H bedeutet die Hauptstromdichte, $\frac{\partial V}{\partial z}$ den longitudinalen Potentialgradienten, das Produkt also die Gesamtleistung des Stromes pro Volumeneinheit; $\varkappa$ hat dann die Bedeutung eines Ausbeutefaktors, der angibt, der wievielte Teil der Energie dazu benutzt wird, um neue Ladungen zu bilden. Über diesen Ausbeutefaktor und seine Abhängigkeit von $\frac{\partial V}{\partial z}$ sowie vom Zustand des Gases lassen sich auf Grund der Kenntnis der Elementarvorgänge gewisse Aussagen machen; außerdem läßt er sich durch Messung der positiven Wandströme experimentell bestimmen.

Nun ist $i_H = \varepsilon n (k^+ + k^-) \frac{\partial V}{\partial z}$; lösen wir nach q auf, so erhalten wir:

$$q = \varkappa \frac{k^+ + k^-}{V_i} \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2 \cdot n, \quad \text{abgekürzt } a \cdot n. \qquad (8)$$

Der Faktor a ist räumlich konstant, wenn $\frac{\partial V}{\partial z}$ konstant ist — was wir angenommen haben — und wenn $\varkappa$ konstant ist. Das letztere wird im allgemeinen nicht zutreffen, da die Entladung selbst den Zustand des Gases, seine Temperatur, seine Dichte, seine Anregungsbedingungen ändern wird. Sorgt man aber dafür, daß diese Änderung von der Achse nach den Rändern zu nicht merklich ins Gewicht fällt, so wird man auch $\varkappa$ und damit a als räumlich konstant ansehen können und somit auch für die anderen Fälle eine erste Näherung erhalten. Mit ähnlicher Annäherung dürfen wir die räumliche Konstanz von $\mathfrak{V}$ und k, also von D_a voraussetzen.

Wir erhalten also die Differentialgleichung für n:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial r}\left(r D_a \frac{\partial n}{\partial r}\right) - r a n &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial n}{\partial r}\right) + r \cdot \frac{a}{D_a} \cdot n &= 0. \end{aligned}$$

Diese Differentialgleichung läßt sich integrieren, ihre Lösung ist eine Besselsche Funktion nullter Ordnung von $\sqrt{\frac{a}{D_a}} \cdot r$:

$$n = n_0 \cdot J_0\left(\sqrt{\frac{a}{D_a}} \cdot r\right). \qquad (9)$$

Da $J_0 = 1$ für $r = 0$ wird, so bedeutet n_0 die Teilchendichte in der Achse der Röhre. Nach außen nimmt n, wie der Gang der Funktion J_0 zeigt, zunächst ab (Fig. 2): der Grad der Ab-

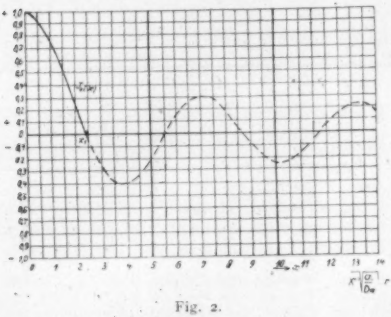


Fig. 2.

nahme und damit auch die Größe der ambipolaren Diffusionsströme würde sich bestimmen lassen, wenn $\frac{a}{D_a}$, oder außer den Elementarkonstanten noch $\frac{dV}{dz}$ bekannt wäre. Man kann aber auch ohne Kenntnis dieses Potentialgradienten etwas über den Gang von n aussagen; man kann behaupten, daß n nie negativ werden kann, und daß infolgedessen die äußere Begrenzung der Entladung, also der Rohrradius R, einem Punkt entsprechen muß, der vor der ersten Nullstelle der Funktion liegt. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß, wenn die Wand alle dorthin gelangenden Teilchen absorbiert, und wenn viele freie Weglängen auf den Radius gehen, die Dichte an der Wand praktisch direkt gleich null gesetzt werden kann. Damit ist aber rückwärts der Faktor $\frac{a}{D_a}$ bestimmt; es muß sein:

$$\sqrt{\frac{a}{D_a}} \cdot R = x_1 = 2{,}405, \qquad (10)$$

da dies der Wert ist, an dem die Funktion J_0 zum ersten Male verschwindet.

Damit ist aber eine völlige Übersicht über alle Verhältnisse des Entstehens und Verschwindens beider Ladungsträger gewonnen für den Fall, daß die Größen $\mathfrak{B}$, k und $\varkappa$ als räumlich konstant anzunehmen sind. Die Verteilung von n ist gegeben[1])[2]); proportional dieser Teilchenzahl ist die Dichte des Hauptstromes und die Neubildung von Teilchen innerhalb der Entladung. Der ambipolare Diffusionsstrom berechnet sich aus dem Gradienten von n; man sieht, daß seine Dichte ständig nach außen zunimmt.

Für $r = R$ ergibt sich der gesamte ambipolare Wandstrom pro Längeneinheit des Zylinders zu:

$$J_a = -2\pi R \varepsilon D_a \operatorname{grad} n_{(r=R)} =$$
$$= 2\pi\varepsilon D_a \cdot n_0 \cdot \frac{a}{D_a} \cdot R \cdot J_1\left(\sqrt{\frac{a}{D_a}} \cdot R\right),$$

wobei $J_1 = -\frac{\partial J_0}{\partial x}$ die Besselsche Funktion erster Ordnung bedeutet. Für die erste Nullstelle $x = x_1$ der Funktion J_0 wird $x_1 \cdot J_1(x_1) = 1{,}245$, mithin, da $\sqrt{\frac{a}{D_a}} \cdot R = x_1$ ist,

$$J_a = 7{,}83\, \varepsilon D_a n_0. \qquad (11)$$

Der ambipolare Diffusionsstrom ist also einfach der Achsendichte und dem ambipolaren Diffusionskoeffizienten proportional.

Zu einem Ausdruck für das Verhältnis von J_a zum gesamten Hauptstrom gelangt man übrigens durch eine Gl. (7) entsprechende, aber über den ganzen Querschnitt erstreckte Energiebilanz, welche bei räumlicher Konstanz von $\varkappa$ liefert:

$$J_a \cdot V_i = \varkappa J_H \frac{\partial V}{\partial z}, \qquad (12)$$

$$\frac{J_a}{J_H} = \frac{\varkappa}{V_i} \cdot \frac{\partial V}{\partial z} = \left| \right.$$
$$\left. = \frac{2{,}4}{R} \sqrt{\frac{\varkappa}{V_i}} \sqrt{\frac{k^+ k^-}{(k^+ + k^-)^2}} \sqrt{\mathfrak{B}^+ + \mathfrak{B}^-}, \right| \qquad (13)$$

[unter Benutzung der weiter unten abgeleiteten Gl. (16)]. Aus dieser Gleichung folgt, daß der seitlich abwandernde Stromanteil mit wachsendem R mehr als umgekehrt proportional R abnimmt; das ergibt sich daraus, daß gleichzeitig [Gl. (16)] $\frac{\partial V}{\partial z}$ und damit der Ausbeutefaktor $\varkappa$ abnimmt.

In der Wand hört der ambipolare Diffusionsstrom auf, dort findet die Wiedervereinigung statt, die zugleich die entsprechende Energie frei werden läßt. Die der angegebenen Dichteverteilung entsprechende Potentialverteilung errechnet sich leicht aus den Voraussetzungen der ambipolaren Diffusion; es ist:

$$V - V_0 = \mathfrak{B}_a \cdot \ln \frac{n}{n_0}, \qquad (14)$$

1) Figuren siehe diese Zeitschr. **25**, 345, 346, 1924.

2) Bei dem mathematisch einfacheren Fall, in dem die Entladungsbahn seitlich durch zwei parallele Ebenen, statt durch eine zylindrische Rohrwand, begrenzt wird, tritt an die Stelle der Funktion J_0 einfach die Cosinusfunktion, und an die Stelle der Zahl 2,405 die Zahl $1{,}57 = \frac{\pi}{2}$.

wobei:

$$\mathfrak{B}_a = \frac{\mathfrak{B}^- k^- - \mathfrak{B}^+ k^+}{k^+ + k^-} \sim \mathfrak{B}^- \qquad (15)$$

ist. Dieser Verlauf ist in Fig. 2 der zitierten Arbeit dargestellt, falls man sich $\frac{V - V_0}{\mathfrak{B}_a}$ als Ordinate aufgetragen denkt.

Daß bei dieser Lösung V an der Wand negativ unendlich wird, beruht auf dem Versagen der Voraussetzungen in unmittelbarer Nähe der Wand.

Fast noch wichtiger als diese Übersicht über die Dichte- und Potentialverteilung, die verschiedener experimenteller Nachprüfungen fähig ist, scheint aber die Möglichkeit, den Potentialgradienten $\frac{\partial V}{\partial z}$ aus der Grenzbedingung $n_R = 0$ zu bestimmen.

Wir erhalten:

$$a = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 \cdot D_a,$$

oder, indem wir für a und D_a ihre Werte einsetzen und nach $\frac{\partial V}{\partial z}$ auflösen:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{2{,}4}{R} \sqrt{\frac{V_i}{\varkappa}} \cdot \sqrt{\mathfrak{B}^+ + \mathfrak{B}^-} \cdot \sqrt{\frac{k^+ \cdot k^-}{(k^+ + k^-)^2}}, \qquad (16)$$

oder für $\mathfrak{B}^+ \ll \mathfrak{B}^-$:

$$\frac{\partial V}{\partial z} \sim \frac{2{,}4}{R} \sqrt{\frac{V_i}{\varkappa}} \sqrt{\mathfrak{B}^-} \sqrt{\frac{k^+}{k^-}}. \qquad (17)$$

Diese Formel, die den Potentialgradienten in der positiven Säule bei ungeänderten Konstanten $\varkappa$, $\mathfrak{B}$ und k umgekehrt proportional dem Rohrradius setzt, ist von der Erfahrung in großen Zügen bestätigt; besonders die Versuche von Claude[1]) in Neon zeigen eine weitgehende Konstanz von $\frac{\partial V}{\partial z} \cdot R$ bei Variation der Rohrweiten. Zur Diskussion der genaueren Abhängigkeiten wird man vor allem die Beziehung zwischen $\varkappa$ und $\frac{\partial V}{\partial z}$ heranziehen müssen, die, auch beim Fehlen sekundärer Wirkungen, die Abhängigkeit des Potentialgradienten von der Rohrweite etwas verwickelter gestaltet in dem Sinne, daß mit wachsendem R zugleich mit $\frac{\partial V}{\partial z}$ auch k abnimmt und dadurch den Gang mit $\frac{1}{R}$ zum Teil kompensiert. Der Einfluß der Gasart und der Gasdichte wäre durch deren Wirkungen auf $\varkappa$, $\mathfrak{B}$ und das Verhältnis $\frac{k^+}{k^-}$ zu diskutieren. Eine weitere Stufe der Genauigkeit wäre dann durch Berücksichtigung der Rückwirkungen des Stromes, insbesondere auf die Gasdichte zu erreichen; für eine letzte Annäherung wäre es jedoch auch noch notwendig, die räumliche Veränderlichkeit der Größen $\varkappa$, $\mathfrak{B}$ und k innerhalb des Entladungsquerschnittes zu berücksichtigen.

1) C. R. 479—482, 1914.

Diskussion.

Herr Partzsch: Nach der Formel für den Potentialgradienten $\frac{\partial V}{\partial z}$ würde der Potentialgradient vom Strom unabhängig sein, während die bisherigen Messungen eine starke Abhängigkeit desselben von der Stromstärke ergeben haben. Für welchen Strombereich gilt die abgeleitete Formel?

Herr Schottky: Die Formel für $\frac{\partial V}{\partial z}$ gilt ihrer Ableitung nach zunächst nur für Entladungen, bei denen der Zustand des Gases durch die Entladung selbst nicht geändert wird, also für sehr kleine (aber die Bedingung der Quasineutralität noch gewährleistende) Stromdichten.

Auch für größere Stromdichten wird die Formel jedoch noch in erster Annäherung gelten, wenn man den Gang ihrer Konstanten, insbesondere von $\varkappa$ und $\mathfrak{B}^-$, mit der Stromdichte berücksichtigt. Ein solcher Gang wird z. B. bei Quecksilberentladungen durch die sekundäre Erhöhung des Dampfdruckes mit der Stromstärke bedingt sein, ferner kann der Temperatur- und Anregungszustand des Gases durch die Erhöhung der Stromdichte geändert werden. Die Theorie gibt in allen diesen Fällen noch keine direkt verwendbare Formel, aber sie zeigt, welche Elementarabhängigkeiten erforscht werden müssen, um dieses ganze System von gegenseitigen Bedingtheiten in rationeller Weise aufzulösen und zu beherrschen.

Herr Marx: Da die Ableitungen des Herrn Schottky nur Gültigkeit haben, wenn die Rekombinationen zu vernachlässigen sind, können die Formeln für die geschichtete Säule doch wohl nicht anwendbar sein.

Herr Schottky: Das Auftreten von Schichten scheint ein sehr empfindliches Reagens auf das Vorhandensein elektronenaffiner Moleküle, d. h. auf die Bildung negativer Ionen und dadurch bedingte Rekombinationen zu sein. Die Bedingungen für das Auftreten dieser Schichtungen sind also aus unsern Voraussetzungen nicht zu entnehmen. Gleichwohl scheinen derartige optisch so auffallende Effekte für die mittlere Bilanz

der positiven Säule noch keine sehr große Bedeutung zu haben, da zwischen den mittleren longitudinalen (und transversalen) Potentialgradienten in geschichteten und ungeschichteten Entladungen kein erheblicher Unterschied gefunden wurde (vgl. z. B. die Messungen von Salinger). Mit einer gewissen Einschränkung wird man also auch die Vorgänge in der geschichteten Entladung wohl unter denselben Gesichtspunkten betrachten können.

Karl Przibram (Wien). **Zur Verfärbung und Lumineszenz durch Becquerelstrahlen.**

In der Zeitschr. f. Phys. **20**, 196, 1923 habe ich eine Übersicht der im Institut für Radiumforschung in Wien ausgeführten Arbeiten über Verfärbung und Lumineszenz durch Becquerelstrahlen gegeben. Heute möchte ich diese Übersicht durch einige neue Resultate ergänzen.

Allgemein bekannt ist, daß eine große Anzahl von Substanzen sich unter der Wirkung von Becquerelstrahlen verfärbt. Durch entsprechende Erwärmung kann die Verfärbung wieder rückgängig gemacht werden, wobei im allgemeinen ein mehr oder weniger helles Lumineszenzlicht ausgesandt wird (Thermolumineszenz). Auch durch Belichtung kann die Farbe vernichtet werden, und es lag die Frage nahe, ob auch in diesem Falle die Entfärbung mit Lumineszenz verbunden sei.

Vor vier Jahren habe ich gefunden, daß dies für Kunzit, Fluorit und eine Reihe anderer Mineralien tatsächlich zutrifft: diese Mineralien leuchten, mit Becquerelstrahlen vorbestrahlt, nach Belichtung mit sichtbarem Licht intensiv nach, eine Erscheinung, für welche ich die Bezeichnung Radio-Photolumineszenz vorgeschlagen habe, die sich wohl ungezwungen aus der E. Wiedemannschen Terminologie ergibt.

Ich möchte Ihnen zunächst einmal diese Erscheinung hier vorführen, damit Sie sehen, daß es sich nicht um einen unscheinbaren Effekt, sondern um eine recht auffallende Lichterscheinung handelt. Dem freundlichen Entgegenkommen des Herrn Direktors Dr. H. Michel vom Naturhistorischen Staatsmuseum in Wien verdanke ich ein schönes Stück madagassischen Kunzits, der, wie St. Meyer und ich festgestellt haben, den Effekt besonders schön zeigt. (Demonstration.)

Die Radio-Photolumineszenz ist wahrscheinlich als Ausleuchtung (im Lenardschen Sinne) der bei der β-γ-Bestrahlung aufgespeicherten Energie aufzufassen. Ausleuchtend wirkt das ganze sichtbare Spektrum, die Wirkung läßt sich aber auch ins Ultraviolett, ins Gebiet der Röntgenstrahlen und der γ-Strahlen selbst verfolgen. Frl. Kara-Michailova und ich haben beobachtet, daß ein mit Becquerelstrahlen vorbestrahltes Kunzitstück bei neuerlicher γ-Bestrahlung stärker nachleuchtet als ein nicht vorbestrahltes. Ich habe diese Erscheinung nun mit dem einfachen, von uns beschriebenen Photometer untersucht. Es wurde nicht nur der Abfall der Lumineszenz, sondern hauptsächlich der Anstieg der Helligkeit mit der Bestrahlungsdauer an frischen und vorbestrahlten Kunzitstücken verfolgt und der aus folgenden Kurven (Fig. 1) ersichtliche Sachverhalt festgestellt. Bei einem nicht vorbestrahlten Stück steigt vom Beginn der γ-Bestrahlung an die Helligkeit während einiger Stunden langsam an um dann nahezu konstant zu bleiben; (Kurve 1: 30,6 mg *Ra* in 2 mm Abstand; Kurve 4: 16,6 mg *Ra* in 2 mm Abstand) wird aber das Stück vorbestrahlt (29 bzw. 35 Stunden), dann abklingen gelassen und nun wieder der γ-Bestrahlung ausgesetzt, so erfolgt der Anstieg der Helligkeit viel rascher, und zwar um so rascher, je kleiner die Pause zwischen den beiden Bestrahlungen war, um dann denselben Grenzwert zu erreichen. (Kurve 2: 18^h Pause, Kurve 3: 10^m Pause, Kurve 5: 15^m Pause.) Ganz ähnliches Verhalten wurde bei Fluorit und einer Zinksulfidfolie (von Dr. Jahoda in Wien) gefunden. Letzterer Fall ist deshalb interessant, weil an einem Zinksulfidphosphor Herr F. Hauer[1]) dasselbe Verhalten bei der Erregung durch Licht, also bei der gewöhnlichen Phosphoreszenz, festgestellt hatte. Herr Hauer gibt der Erscheinung eine etwas andere Deutung, ich glaube aber, daß sie in allen angeführten Fällen wohl am einfachsten als Ausleuchtung aufzufassen ist, so daß hiermit abermals die Ausleuchtung

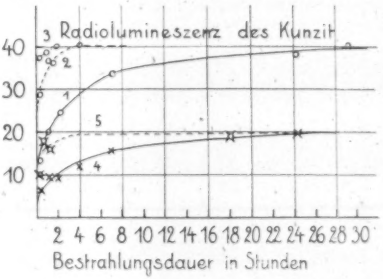


Fig. 1.

1) Wiener Ber. (IIa) **127**, 369, 1918.

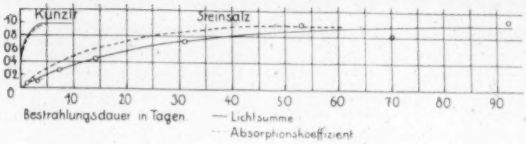


Fig. 2.

durch γ-Strahlen sichergestellt erscheint, allerdings immer mit dem Vorbehalt, daß es sich um eine sekundäre Wirkung des von den γ-Strahlen erregten Lumineszenzlichtes handeln könnte.

In den bisher besprochenen Fällen handelt es sich um eine länger dauernde, einer Phosphoreszenz ähnelnde Radio-Photolumineszenz. An einigen englischen Fluoriten haben Frl. Kara-Michailova und ich auch eine momentane Radio Photolumineszenz vom Charakter einer Fluoreszenz beobachtet: Stücke, die vor der Becquerelbestrahlung im gewöhnlichen Licht nicht oder blau fluoreszierten, zeigten nach der Becqueralbestrahlung eine schöne rote Fluoreszenz. Einen ähnlichen Fall habe ich nun an einer Gruppe von Steinsalzkristallen gefunden, die ich der Güte der Herren Prof. Dittler und Leitmeier vom Mineralogischen Universitätsinstitut in Wien verdanke. In dieser aus Staßfurt stammenden Druse sind mehrere Steinsalz- und Sylvinkristalle miteinander verwachsen. Sucht man sie im verdunkelten Zimmer mit einem engen Bündel konzentrierten Lichtes ab, so zeigen die Sylvinkristalle, wie dies immer der Fall zu sein scheint, einen deutlichen weißen Tyndallkegel, die Steinsalzkristalle sind optisch leer. Nach der Radiumbestrahlung, bei der der Sylvin rosa, das Steinsalz gelb wird, zeigt sich bei Wiederholung des Versuches an den Sylvinstücken keine Veränderung, die Steinsalzstücke aber zeigen jetzt einen starken gelbroten Fluoreszenzkegel. Diese Erscheinung eignet sich nicht zur Demonstration vor einem großen Auditorium, ich bin aber gern bereit, sie nach Schluß der Sitzung denen, die sich dafür interessieren, vorzuführen. Diese momentane Radio-Photolumineszenz scheint mit abnehmender Verfärbung abzunehmen[1]) und ziemlich gleichzeitig mit ihr zu verschwinden; da aber andere Steinsalzstücke, die sich genau so verfärben, den Effekt gar nicht zeigen, so muß es fraglich erscheinen, ob hier ein engerer Zusammenhang besteht.

Daß in manchen Fällen ein sehr inniger Zusammenhang zwischen Verfärbung und Lumineszenz besteht, ist wiederholt dargelegt worden. So konnten Frl. Kara-Michailova und ich feststellen, daß bei Kunzit die ausheizbare Lichtsumme mit wachsender γ-Bestrahlungsdauer annähernd in derselben Zeit einen Sattwert erreicht, wie die Verfärbung, gemessen durch den Absorptionskoeffizenten. Dasselbe ist nun auch bei Steinsalz von Wieliczka der Fall, wie folgende Kurven (Fig. 2) zeigen. Der Sattwert ist für Lichtsumme wie für Absorptionskoeffizient (nach Messungen von Frl. Bělař) gleich eins gesetzt. Der Vergleich mit den entsprechenden Kurven für Kunzit zeigt, daß für diese beiden Substanzen eine gewisse Übereinstimmung im Tempo der Verfärbung und dem Anwachsen der Lichtsumme besteht.

Mit der Konstatierung eines Zusammenhanges zwischen Verfärbung und Lumineszenz ist aber natürlich nicht gesagt, daß Substanzen, die sich stark verfärben, auch stark lumineszieren und umgekehrt. Es gibt Substanzen, die sich kaum verfärben und stark lumineszieren, wie etwa der Diamant. Es ist aber zu bedenken, daß die Verfärbung bisher nur nach dem Gesichtseindruck beurteilt, also nur im sichtbaren Gebiet festgestellt worden ist. Es ist aber möglich, daß durch die Becquerelbestrahlung auch im Ultraviolett eine Absorptionsbande erzeugt werden könnte, und ich habe deshalb zunächst für zwei Substanzen: Steinsalz und Kalkspat, die Änderung der Absorption bei $\beta\gamma$-Bestrahlung auch im nahen Ultraviolett mittels einer Photozelle gemessen und dabei folgende Absorptionskurven erhalten (Fig. 3). Bei Steinsalz liegt das Maximum der Absorption im Violett bei etwa 460 $\mu\mu$, in guter Übereinstimmung mit den Messungen von Frl. Bělař[1]) (die in der Figur mit + bezeichneten Punkte); im Ultraviolett nimmt die Absorption rapid ab. Bei Kalkspat, der sich nur schwach gelblich färbt, liegt, wie man sieht, das Maximum der Absorption schon im Ultraviolett bei etwa 375 $\mu\mu$.

Schließlich möchte ich noch einiges über die Radiolumineszenz des Steinsalzes während der $\beta\gamma$-Bestrahlung mitteilen. Steinsalz (von Wieliczka) zeigt im höchsten Grade die bekannte

1) Im Gegensatze zu anderen Steinsalzproben geht bei der vorliegenden die Verfärbung im Dunkeln bei Zimmertemperatur von selbst zurück und ist nach zwei Monaten fast ganz verschwunden.

1) Für die Abweichungen im langwelligen Gebiet lassen sich verschiedene Gründe anführen.

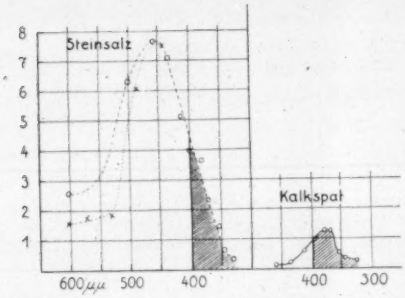


Fig. 3.

Ermüdungserscheinung: die Lumineszenzhelligkeit fällt bei der Bestrahlung mit 30 mg *Ra* (2 mm von der Präparatachse) in wenigen Stunden auf die Hälfte; von da ab ändert sie sich nur langsam, besonders wenn man, wie dies in der gestrichelten Kurve geschehen ist, die infolge der zunehmenden Verfärbung wachsende Absorption berücksichtigt (Fig. 4).

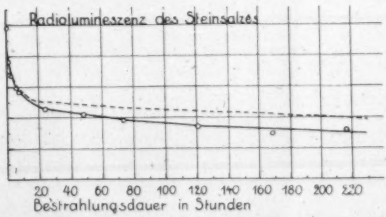


Fig. 4.

Durch Erhitzen wird das bestrahlte Steinsalz wieder in seinen Anfangszustand versetzt und leuchtet jetzt bei neuerlicher β-γ-Bestrahlung wieder hell auf. Interessanterweise regeneriert diese Lumineszenzfähigkeit, wenigstens teilweise, in diesem Falle auch von selbst, d. h. schon bei Zimmertemperatur, wie folgende Zahlen lehren, die die mittlere Lumineszenzhelligkeit des Steinsalzes in willkürlichen Einheiten in den ersten 2 bis 4 Minuten nach Beginn der Bestrahlung mit 30 mg *Ra* angeben:

Frisches *NaCl*-Stück	91
nach 12^d *Ra*-Bestrahlung . .	29,2
ausgeglüht	96,4
nach 20^d *Ra*-Bestrahlung . .	26,9
16^d dem Tageslicht ausgesetzt	86,3
nach 16^h *Ra*-Bestrahlung . .	40,7
$1^1/_2{}^h$ im Dunkeln	44,3
nach $9^1/_2{}^m$ *Ra*-Bestrahlung . .	43
21^h im Dunkeln	61,9
nach $2^1/_2{}^h$ *Ra*-Bestrahlung . .	43,5
11^d im Dunkeln	78,5
nach 52^m *Ra*-Bestrahlung . .	53
ausgeglüht	95,4
nach 62^m *Ra*-Bestrahlung . .	54,3

Falls Verfärbung und Lumineszenz hier wirklich, wie wiederholt dargelegt worden ist, auf einem Elektronenaustausch unter den Ionen des Kristallgitters beruhen, so wird man zur Erklärung der starken Anfangslumineszenz und ihrer Regenerierung vielleicht den Bestand besonders günstiger Konfigurationen annehmen müssen, die bei der Bestrahlung allmählich aufgebraucht, nach Schluß der Bestrahlung aber unter Erreichung eines thermischen Gleichgewichtes wieder gebildet werden, falls man nicht überhaupt zur Annahme eines komplizierteren Mechanismus (komplexer Zentren) genötigt wird.

Diskussion.

Herr Rupp: Ich habe in letzter Zeit[1]) Lenardsche Erdalkaliphosphore bei γ-Strahlerregung untersucht und dabei ähnliche Beziehungen für Erregung der Lichtsumme und für Ausleuchtung gefunden wie der Herr Vortragende. Verfärbung jedoch konnte nicht beobachtet werden. Phosphoreszenz und Verfärbung kommen wohl überhaupt ursächlich verschiedenen Vorgängen zu.

Herr Gudden: Für die nahe Übereinstimmung der Radiophotolumineszenz mit der Phosphoreszenz der Erdalkali- und Zinksulfide spricht folgende von uns gemachte Beobachtung. Durch Röntgenlicht gelb verfärbtes, dabei jedoch dauernd im Dunkeln gehaltenes Steinsalz zeigt schwaches, bald unmerklich werdendes Nachleuchten, rotes Licht hat danach keinen Einfluß; blaues Licht hingegen erregt deutliche und anhaltende Phosphoreszenz und nunmehr erfolgt in rotem Licht eine helle grüne Ausleuchtung. Man wird also wohl annehmen können, daß die kurzwellige Strahlung (Röntgen- und γ-Licht) Phosphoreszenzzentren schafft (teilweise auch erregt), die dann durch blaues Licht erregt und durch rotes ausgeleuchtet werden können.

Anm. bei der Korrektur: Vollerregung und Ausleuchtung lassen sich ohne merkliche Abnahme der Phosphoreszenzhelligkeit dutzende Male wiederholen. Es kann also bei den Erregungs- oder Emissionsvorgängen jeweils nur ein kleiner Bruchteil der Zentren, gewissermaßen mehr zufällig, zerstört werden.

Herr Przibram: Es hat mich außerordentlich gefreut, als mir Herr Gudden gesprächs-

1) Inzwischen erschienen: Ann. d. Phys. **75**, 369, 1924.

weise von seiner schönen Beobachtung an Steinsalz Mitteilung machte, habe ich doch selbst von Anfang an[1]) beide Deutungsmöglichkeiten der Radiophotolumineszenz im Auge gehabt: Erzeugung von Lumineszenzzentren und Ausleuchtung. Da unsere Arbeiten im weiteren Verlauf keinen sicheren Beweis für erstere ergaben, habe ich mich mehr der zweiten zugeneigt. In dem von Herrn Gudden angeführten Fall ist wohl unzweideutig das Zutreffen der ersteren Deutung erwiesen. Es werden wohl beide Vorgänge vorkommen.

1) Wiener Ber. (IIa) **130**, 266, 1921.

R. **Tomaschek** (Heidelberg), **Über den Einfluß des Grundmaterials auf die Phosphoreszenzemission.**

1. Bezüglich des Einflusses des Grundmaterials auf die Erregungsverteilung der Phosphore besteht die Beziehung

$$\lambda_0 = \frac{\lambda}{\sqrt{D}},$$

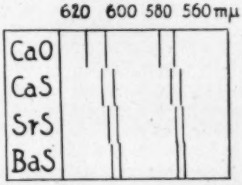
wobei λ die gemessene Wellenlänge, D die Dielektrizitätskonstante des Grundmaterials und λ_0 die sog. absolute Wellenlänge bedeutet[1]). Letztere zeigt sich in weitgehendem Maße als sowohl vom Grundmaterial wie auch vom Schwermetall unabhängig.

Versucht man diese Formel auf die Emissionswellenlängen anzuwenden, so ergibt sich keine befriedigende Übereinstimmung[2]). Während beispielsweise für Kupfer noch annähernde Konstanz von λ_0 vorhanden ist, ist dies für Blei und Mangan durchaus nicht der Fall und der Gang der Verschiebung ist sogar in den letzteren beiden Fällen entgegengesetzt.

2. Genauere Aufschlüsse über das Verhalten der Emission gestattete nun eine Untersuchung über die Phosphoreszenzeigenschaften der seltenen Erden[3]), einerseits da deren Phosphoreszenzspektren scharf und gut auswertbar sind, andererseits aber auch da nur ein geringer Einfluß der äußeren Kraftfelder der Zentren zu erwarten ist, wie die Schärfe der Emission anzeigt. Hierbei erwiesen sich besonders die Samariumphosphore infolge der Schärfe der Linien und der Einfachheit des Emissionsspektrums als sehr geeignet.

Ihr Spektrum setzt sich aus drei Häufungsstellen (Teilgruppen) zusammen, deren jede wieder einen Aufbau aus mehreren Linien zeigt, die den Eindruck magnetisch aufgespaltener Multiplette machen. Die Untersuchungen wurden hauptsächlich an den beiden kürzerwelligen Teilgruppen angestellt. Diese zeigen einen annähernd symmetrischen Aufbau aus etwa je sechs Linien, worunter in jeder Teilgruppe ein mittleres Dublett sehr stark an Intensität hervorragt. Den weiteren Untersuchungen wurden die Messungen an diesen Hauptlinien zugrunde gelegt.

3. Untersucht man nun die Emission in verschiedenem Grundmaterial, so ergibt sich folgendes Bild.



Es zeigt sich, wenn man etwa die Sulfidphosphore betrachtet, daß beim Übergang zum Erdalkali mit höherem Atomgewicht eine Verschiebung nach kürzeren Wellen erfolgt. Außerdem werden die Dublettabstände kleiner.

Betrachtet man ferner bei ein und demselben Erdalkali die Verschiebung bei Wechsel des Gattungsatoms, also etwa bei Übergang von Schwefel zu Sauerstoff, so ergibt sich hierbei eine Verschiebung nach längeren Wellen und eine starke Verbreiterung des Dublettabstandes. Die Verschiebungen erfolgen also im entgegengesetzten Sinne als es der Einfluß der Dielektrizitätskonstante erwarten lassen würde.

4. Die Deutung dieser Verhältnisse und auch der Emissionseigenschaften der Schwermetallphosphore überhaupt scheint mir, von Herrn Lenards Vorstellungen ausgehend, zu folgendem Bilde vom Aufbau der Phosphoreszenzzentren zu führen[1]).

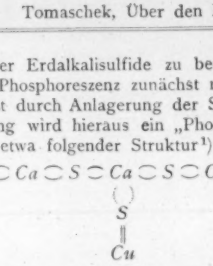
Das phosphoreszenzfähige Zentrum wäre hiernach im chemischen Sinne aufzufassen als eine Additionsverbindung (etwa vom Typus der Kristallwasserverbindungen) des Zentrenkomplexes und der Schwermetallverbindung.

Die Ausbildung der Zentren, welche bei den Erdalkaliphosphoren als Gebilde von sperriger Struktur aus bis zu 100 000 Atomen anzunehmen sind[2]), ist als eine besondere chemische Eigen-

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, 661, 1910; F. Schmidt, Ann. d. Phys. **64**, 713, 1921.
2) Vgl. die Tabelle bei F. Schmidt, a. a. O. S. 725; ferner Ann. d. Phys. **74**, 362, 1924.
3) R. Tomaschek, Ann. d. Phys. **75**, 109, 1924.

1) Bezüglich der eingehenderen Beweisführung siehe Ann. d. Phys. **75**, 561, 1924.
2) Es ist wahrscheinlich, daß der Chemismus des Zentrenkomplexes bei anderen Phosphorarten, so auch schon beispielsweise bei *Zn S* ein etwas anderer ist. Näheres hierüber siehe Ann. d. Phys. a. a. O.

schaft der Erdalkalisulfide zu betrachten, die mit der Phosphoreszenz zunächst nichts zu tun hat. Erst durch Anlagerung der Schwermetallverbindung wird hieraus ein „Phosphoreszenz"-zentrum etwa folgender Struktur[1]):



§. Der Phosphoreszenzvorgang ist in folgender Weise vor sich gehend anzunehmen: Die lichtelektrische Wirkung, als welche primär die Erregung aufzufassen ist, greift an dem Brückenatom an. Dessen Elektronen müssen, infolge der vielseitigen Valenzbetätigung dieses Atoms, als dem selektiven lichtelektrischen Effekt besonders zugänglich betrachtet werden, in vollkommener Analogie zu dem selektiven lichtelektrischen Effekt an Metallen, wo ebenfalls die Lockerung der chemischen Bindung durch Gasbeladung wesentlich zu sein scheint. Hierbei ist, wie die im folgenden erörterten Erfahrungen nahelegen, anzunehmen, daß es die für die Bindung mit dem Zentrum maßgebenden Elektronen sind, welche lichtelektrisch beeinflußt werden, daß aber gleichzeitig infolge der eintretenden Änderungen des elektromagnetischen Feldes des Gattungsatoms auch die vom Schwermetall zum Gattungsatom übergreifenden Felder eine Änderung erfahren (Deformation von Elektronenbahnen und Hebung von Elektronen auf höhere Energiestufen). In diesen in dem Kraftfeld des Gattungsatoms verlaufenden Vorgängen ist der schon früher aus verschiedenen Erfahrungen geschlossene Übertragungsmechanismus auf das Metallatom zu suchen. Durch die Rückkehr des lichtelekrischen Elektrons zum Gattungsatom wird dieser Deformationszustand des Schwermetalls unter Lichtemission wieder rückgängig gemacht.

6. Das entwickelte Bild gestattet nun eine einheitliche Zusammenfassung der bis jetzt vorliegenden Erfahrungen über die Phosphoreszenzemission. Es bedarf dazu noch eines Schrittes, nämlich der Feststellung des Zusammenhanges zwischen chemischer Bindung und Emissionsspektrum. Hier liegt nun namentlich von seiten der organischen Chemie ein großes Material vor, und es ist das Verdienst von J. Stark, dieses unter einem einheitlichen Gesichtspunkt zusammengefaßt und zu einem großen Teile selbst zutage gefördert zu haben. Er hat gezeigt[1]), daß Vergrößerung der Bindungsenergie („Verfestigung" der Bindung) das Spektrum, welches durch das elektromagnetische Feld der Bindung bestimmt ist, nach kürzeren Wellen, Verminderung der Bindungsenergie („Lockerung" der Bindung) es nach längeren Wellen verschiebt.

Die erwähnten spektralen Veränderungen der Samariumphosphore führen demnach zu dem Schluß, daß bei Übergang von Kalzium gegen Barium eine Verschiebung der Festigkeit der Bindung gegen das Samariumatom hin erfolgt, indem die fester gebundenen Elektronen in Analogie zu den zahlreichen sonstigen Beispielen[2]) eine kürzerwellige Emission geben. Umgekehrt wird bei dem gleichen Übergang die Bindung gegen das Erdalkaliatom schwächer. Es genügt bereits eine geringere Energie zur Lostrennung der Elektronen, die Erregungsverteilung rückt gegen längere Wellen.

7. Es sprechen nun verschiedene Gründe dafür, daß diese Änderungen des Bindungszustandes tatsächlich vorhanden sind. Vor allem der Gang der molekularen Bildungswärmen der Verbindungen Gattungsatom — Erdalkali zeigt das zu erwartende Parallelgehen mit der spektralen Verschiebung (vgl. Tabelle). Ferner deutet

Grundmaterial	Mittellage der Teilgruppe $m\mu$		Dublettbreite	Mittlere Verschiebung gegen Kalzium	Mol. Bildungswärme d. Grundmaterials cal
	α_s	α_c	$m\mu$	$m\mu$	
CaS	604,2	568,0	5,25		111,2
SrS	602,5	566,3	4,25	1,7	110,2
BaS	601,5	565,5	(4,25)	2,6	102,5
CaO	610,1	572,2	8,9	10,1	151,9
BaO	600	562	(7,5)		125,9

die stärkere Neigung zur Polysulfidbildung bei Übergang von Kalzium gegen Barium auf eine geringere Absättigung der Valenzen und das Wachsen der Dielektrizitätskonstante in derselben Richtung scheint auf eine größere Lockerheit der Valenzfelder schließen zu lassen.

Eine zweite wichtige Stütze des Bildes ist die Tatsache, daß in den Erregungsverteilungen die absoluten Wellenlängen derselben eine weitgehende Unabhängigkeit vom Schwermetallatom zeigen[3]). Dies ist aber unserer Anschauung gemäß zu erwarten, da die Erregung im wesent-

1) Über die Art der jedenfalls ringförmigen Bindung der Zentrenatome untereinander soll obige Formel nichts aussagen. Wie die leichte Beeinflußbarkeit der chemischen Bindung der Zentren (z. B. durch Druck) nahelegt, ist wohl anzunehmen, daß die Verbindung zwischen je einem Kalziumatom und einem Schwefelatom polarer Natur ist, während der Zusammenhang der Gruppen untereinander durch Nebenvalenzen erfolgt.

1) Prinzipien der Atomdynamik II, 1911 und III, 1915; Hirzel, Leipzig.
2) Vgl. J. Stark, a. a. O. II, 108; III, 202.
3) Siehe die ersten beiden Anmerkungen.

lichen eine Funktion des Valenzfeldes Gattungsatom — Erdalkaliatom ist.

Man kann umgekehrt dazu übergehen, aus unserem Bilde eine Erklärung für das Auftreten der verschiedenen Arten von Serien in den Erregungsverteilungen abzulesen. Es muß nämlich ein größerer Sprung in der Valenzbetätigung des Schwermetallatoms sich in seiner Wirkung auch auf das Brückenatom übertragen. Hierdurch wird die von ihm abhängige Erregungsverteilung stark beeinflußt. Es liegen nun die Verhältnisse tatsächlich so, daß die sehr stark von dem Verhalten der meisten Phosphore abweichende und sehr gut bekannte Serie I (in der Schmidtschen Bezeichnung) dem Wismut angehört, welches auch das einzige gut untersuchte dreiwertige Element ist. Hingegen ist die am häufigsten auftretende Serienart II den zweiwertigen Atomen zuzuschreiben[1]).

Drittens wird auch verständlich, weshalb es vor allem farbige Sulfide sind, welche sich als phosphoreszenzfähig erweisen. Ihre Farbigkeit deutet auf eine starke Lockerung der äußeren Elektronen und damit auf die Fähigkeit, leicht Anlagerungsverbindungen einzugehen.

8. Aber auch die Veränderung der Dublettbreite ergibt sich zwanglos aus unserem Bilde. Unserer Auffassung entsprechend, daß es sich um magnetisch aufgespaltene Multiplette handelt, zeigt uns die Veränderung des Emissionsbildes bei Übergang von Kalzium gegen Barium, daß die magnetischen Einflüsse auf die Emissionselektronen schwächer werden.

Dies deutet darauf hin, daß sich, wie die neueren Anschauungen über den Atomaufbau lehren, die magnetischen Wirkungen der einzelnen Elementarkreisströme stärker kompensieren. Wir sind aber im Vorstehenden zu dem Ergebnis gelangt, daß die Bindung des Schwermetallsulfids an das Zentrum, also auch seine Gestörtheit, von Kalzium zu Barium abnimmt. Dem entspricht aber auch tatsächlich der Gang der magnetischen Aufspaltung. Wir sehen also, daß die Gesamtverschiebung des Spektrums und die Änderung der Dublettabstände im Grunde die gleiche Ursache besitzen, wodurch ihr Parallelgehen verständlich wird.

9. Man kann nun auch versuchen, Anhaltspunkte für eine quantitative Bestimmung der Änderung der Wellenlängen der Emission zu geben, wobei einerseits der Einfluß des äußeren Feldes des Zentrums, andererseits die Änderung des Bindungszustandes der Emissionselektronen zu berücksichtigen ist. Man gelangt hierbei zu einem Ausdruck etwa folgender Form:

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1 \frac{\sqrt{D_2} - \sqrt{D_1}}{\varkappa \sqrt{D_1}} + \\ + z[(V_2 - V_1) m V' - n (V_2 - V_1)]$$

Hierbei bedeuten λ_1, λ_2 die Emissionswellenlängen im Grundmaterial 1 bzw. 2; D_1, D_2, die betreffenden Dielektrizitätskonstanten, V_1, V_2 die Bindungsenergie der reinen Verbindung Gattungsatom — Erdalkalimetall, V' die der reinen Verbindung Gattungsatom — Schwermetall, $\varkappa$ einen Faktor, der ein Maß für die Geschütztheit der für die Emission maßgebenden Elektronenbahnen angibt (für PbS etwa gleich 1, für die seltenen Erden sehr groß), wie es sich aus anderweitigen spektralen Erfahrungen gewinnen läßt, z einen Faktor, der vom angewendeten Maßsystem abhängt; m und n Faktoren, die durch den Zentrenbau bestimmt sind[1]).

Diese Beziehung scheint auch das Verständnis der bei den Manganphosphoren vorliegenden Eigentümlichkeit der Verschiebung der Emission in Strontium zu kürzeren Wellen zu ermöglichen. Die helle Farbe der Manganoverbindungen, ebenso wie seine Stellung (gemäß der Bohrschen Anschauungen) in der Mitte einer gestörten Gruppe des periodischen Systems analog den seltenen Erden, lassen einen großen Wert von $\varkappa$ erwarten und demnach ein Überwiegen des zweiten Gliedes, wie es bei den seltenen Erden hervorgetreten ist. Dem entspricht auch tatsächlich das Verhalten der Emission, die im Gegensatz zu den übrigen Schwermetallphosphoren eine Verschiebung nach kürzeren Wellen beim Übergang von Kalzium zum Strontium ergibt.

10. Man kann nun aber auch versuchen, ungefähr wenigstens den Wert anzugeben, wo $m V' < n$ wird, also der Einfluß des zweiten Gliedes der Formel mit dem der Dielektrizitätskonstante gleichgerichtet wird. Wenn man nämlich innerhalb einer Serienart die Änderung der Emissionswellenlängen (unter Berücksichtigung des Ganges von $\varkappa$) bei Übergang von Strontiumsulfid zu Kalziumsulfid betrachtet, so findet man, daß ihre Verschiebung einen merklich parallelen Gang mit den Bildungswärmen der betreffenden Schwermetallsulfide zeigt, wie es auch unseren obigen Vorstellungen entspricht. Während nämlich hierbei das zweite Glied der Formel für Mangan (Bw. des Sulfids = 63 cal/Mol) noch einen stark positiven Wert hat, ebenso für Samarium (dessen Bildungswärme des Sulfids auch ziemlich groß

1) Auch das Auftreten zweier Emissionsgruppen bei den Praseodymphosphoren und die Existenz der Terbiumphosphore stützt diese Anschauungen.

1) Da m wahrscheinlich, wenn auch in geringem Maße, ebenfalls von V' abhängig ist, ist die Proportionalität dieses Teiles des Bindungseinflusses mit V' nur als vorläufige Näherung zu betrachten.

ist), wird es bei CuS (Bw. ungefähr 19) schon sehr klein und bei Übergang zu PbS (Bw. etwa 19) bereits negativ.

In analoger Weise ist auch die Verschiebung des Spektrums der Samariumphosphore bei Übergang von Sulfid zu Oxyd aus den bezüglichen Bildungswärmen (Sulfid 111,2; Oxyd 151,9 cal/Mol) verständlich.

Diskussion.

Herr Gudden: Unsere älteren Beobachtungen über die Änderung der Dielektrizitätskonstanten des $ZnSCu\alpha$-Phosphors bei Belichtung können zwar im Sinne der geschilderten Zentrenvorstellung gedeutet werden, ermöglichen aber bei der Unsicherheit der Rechnungsgrundlagen keinesfalls eine Entscheidung zwischen dieser Vorstellung und der Auffassung der Phosphoreszenzzentren als deformierte Stellen im Kristallgitter. Gerade im Fall der ZnS-Phosphore hält überdies ja auch der Herr Vortragende die zweite Auffassung für wahrscheinlich.

Die Druckzerstörbarkeit scheint mir keine Schwierigkeit für die Annahme deformierter Kristallbezirke im Sinne von Herrn Schleede, dagegen läßt sich die zeitliche Nachwirkung ausleuchtender Belichtung bei dieser Auffassung vorerst noch nicht deuten.

Herr Tomaschek: Ich habe die Beobachtungen Herrn Molthans in der der Bemerkung Herrn Guddens vorangehenden Diskussion erwähnt, weil sie zeigen, daß man die bei den Erdalkaliphosphoren so bewährte Zentrenvorstellung ganz wohl auch auf die Zinksulfidphosphore anwenden könnte, also auch für diese die Annahme einer Kristalldeformation nicht ohne weiteres feststeht. Diese in der vorangehenden Diskussion erörterte Annahme einer Deformation der Kristallgitter jedoch scheint mir für diejenigen Phosphorarten, welche eine Druckzerstörung zeigen, also vor allem für die Erdalkaliphosphore, auf sehr starke Schwierigkeiten zu stoßen, besonders da die Druckzerstörbarkeit bereits ohne Vorhandensein eines für die Phosphoreszenz wirksamen Schwermetalls besteht. Andererseits zeigen gerade diejenigen Phosphore, für welche ein Zusammenhang zwischen Emissionsfarbe und Kristallform des Grundmaterials festgestellt ist, keine merkliche Druckzerstörung. Die betreffenden Banden zeigen auch untereinander eine identische Erregungsverteilung. Das Auftreten von verschiedenen Banden in den Erdalkaliphosphoren bei Anwesenheit eines und desselben wirksamen Schwermetalls hingegen hängt offensichtlich vom Schwermetallatom und nicht vom Grundmaterial ab, da das Auftreten der verschiedenen Banden von Schwermetall zu Schwermetall weitgehend variiert, sowohl was Bereitungstemperatur, als auch was Temperaturlagen und Erregungsteilung betrifft. Dieser Umstand macht die Deutung, daß es sich auch bei den Erdalkaliphosphoren in diesem Falle um eine verschiedene Kristallform des Grundmaterials handeln sollte, sehr unwahrscheinlich. Auch die große Energieisolation der Phosphore scheint mir, wie auch Herr Gudden bemerkt, eine wesentliche Schwierigkeit für die Anschauung der Kristalldeformation zu sein.

A. Gockel (Schweiz), Über die Ionisation der Atmosphäre.

Der Zweck meines Vortrages ist, als Grundlage für die folgenden Besprechungen, einige Punkte hervorzuheben, die mir einer weiteren, und zwar gemeinschaftlichen Untersuchung bedürftig erscheinen.

Zu den luftelektrischen Erscheinungen, die noch verhältnismäßig wenig studiert sind, gehört der tägliche und jährliche Gang der Leitfähigkeit. Während die Kurven für das Potentialgefälle an den verschiedenen Orten der Erde einen in großen Zügen recht gut übereinstimmenden Gang aufweisen, ist der Gang der Leitfähigkeit, soweit man nach dem spärlichen Beobachtungsmaterial schließen kann, von Ort zu Ort verschieden. Bei Betrachtung der an den einzelnen Stationen erhaltenen Kurven sieht man ohne weiteres, daß die Schwankungen der Leitfähigkeit in erster Linie von der Erwärmung der untersten Bodenschichten abhängen in der Weise, daß die Erwärmung des Bodens und die damit verbundene Erhebung von Dunstschichten die Leitfähigkeit heruntersetzt. Im Sommer bewirkt dann gegen Mittag die Zerstreuung des Dunstes, vielleicht auch die Verminderung der relativen Feuchtigkeit, an einigen Orten (Potsdam, Freiburg i. Ue.) eine Erhöhung der Leitfähigkeit, an anderen (Davos, Simla) bleibt die Leitfähigkeit auch über Mittag niedrig. Der Unterschied zwischen dem sommerlichen und winterlichen Verhalten des täglichen Ganges ist in Davos gering, vermutlich weil dort auch im Sommer nur mäßig hohe Temperaturen erreicht werden.

Es ist im Gegensatz zu dem, was wir bei dem P. G. beobachten, nicht möglich, die tägliche Schwankung der Ionisation als eine Übereinanderlagerung von 2 Sinuswellen darzustellen. Die Annahme, daß bei vorgegebenem Strom das P. G. sich spiegelbildlich zur Leitfähigkeit der unteren Schichten ändere, ist unhaltbar, vielleicht ist dieses aber der Fall für die durchschnittliche Leitfähigkeit der ganzen Troposphäre. Um diese auch nur ungefähr kennen zu lernen, genügen sommerliche Beobachtungen auf Bergspitzen nicht; denn dort haben wir die Störungen

durch die mittägigen Wolkenbildungen. Anders wird es im Winter sein, wenn ein Hochdruckgebiet über dem Gebirge liegt und eine von der Sonne durchwärmte Luftschicht über dem Nebel des Tieflandes schwimmt.

Die auffallendste Erscheinung des täglichen Ganges der Leitfähigkeit im Tiefland sind die Minima, die sich nach Sonnenaufgang und zur Zeit des Sonnenunterganges einstellen, sowie das um 4^h auftretende Maximum. Chree hat bei Messungen mit dem Owensschen Staubzähler auch ein Minimum des Staubgehaltes früh 4^h und am frühen Nachmittag gefunden, aber im Sommer schiebt sich das Frühminimum des Staubgehaltes bis gegen Mitternacht vor, während das Maximum der Leitfähigkeit ebenso wie das Minimum des P. G. mit auffallender Beharrlichkeit stets auf 4^h fällt. Übrigens scheint es mir auch nicht leicht zu erklären, warum das Minimum des Staubgehaltes im Winter gerade auf 4^h fällt. Noch merkwürdiger erscheint, daß dieselbe Periode des Staubgehaltes uud der Leitfähigkeit von Schenk anch im abgeschlossenen Keller beobachtet wurde.

Die Einwirkung des Staubes ist natürlich so zu denken, daß durch die Staubkerne entweder eine vollständige Neutralisierung oder wenigstens eine Verminderung der Beweglichkeit der Ionen bewirkt wird. Sowohl nach den Messungen Kohlrauschs in Seeham als auch nach den von mir an den verschiedenen Orten der Schweiz ausgeführten ändert sich die Ionenbeweglichkeit, solange nicht Niederschläge fallen oder Bildung von Nebeln oder Dunstschichten eintritt, nur wenig, d. h. die Leitfähigkeit ist proportional den Ionenzahlen und ihre Verringerung erfolgt dadurch, daß die Ionen vollständig verschwinden, d. h. daß ihre Beweglichkeit, wie es sich aus meinen Messungen der schweren Ionen ergibt, so weit herabgesetzt wird, daß sie in dem Ebertschen Apparat überhaupt nicht mehr abgefangen werden (unter 0,04 cm/sec).

Eine eingehendere Untersuchung der Beweglichkeit der sich bildenden Aggregate ist natürlich von Interesse, weil sich daraus Schlüsse über die Natur der Dunstteilchen ziehen lassen.

Wichtiger aber und einer gemeinsamen Untersuchung bedürftig erscheint mir die Frage, ob sich auch eine jährliche und tägliche Periode des ionenerzeugenden Faktors feststellen läßt, hauptsächlich schon wegen der Bedeutung, welche die Frage nach dem Vorhandensein eines kosmischen Faktors durch die Arbeiten L. A. Bauers gewonnen hat. Ich möchte daher vorschlagen, daß an möglichst vielen Orten Messungen der Intensität des ionenerzeugenden Faktors nach der von v. Schweidler ausgearbeiteten Methode ausgeführt werden. Es hat zwar den Anschein, als ob die Schwankungen der Ionisation und der Leitfähigkeit mehr von dem ionenvernichtenden als von dem ionenerzeugenden Faktor abhängen, in einzelnen Fällen zeigt aber auch der letztere entschiedene Schwankungen.

Ich habe schon in einer früheren Arbeit über die schweren Ionen darauf hingewiesen, daß vor Gewittern sowohl die Zahl der schweren als auch der leichten Ionen steigt, daß also die Stärke des ionenerzeugenden Faktors eine Steigerung erfährt. Dasselbe Resultat ergibt sich auch aus den Tabellen der v. Schweidlerschen Arbeit. v. Hann sagt in seinem Lehrbuch, das Vorhandensein einer $Cu-Ni$ Wolke genüge nicht zum Ausbruch eines Gewitters, es müsse noch ein unbekanntes Etwas hinzukommen. Vielleicht ist das eben die Steigerung des ionenerzeugenden Faktors, der elektrische Ladungen und Kondensationskerne erzeugen kann.

Der Zusammenhang der Ionisation mit dem Luftdruck ist bis jetzt hauptsächlich unter dem Gesichtspunkt der Ebertschen Theorie untersucht worden. Durch die Untersuchungen der Carnegie Institution, speziell durch die Arbeiten L. A. Bauers ist die Betrachtung jetzt in ein neues Stadium getreten. Es scheint mir wenigstens wahrscheinlich, daß die Sonnentätigkeit nicht direkt die luftelektrischen Faktoren beeinflußt, sondern indirekt durch Vermittlung der Luftdruckschwankungen. Daß die atmosphärische Zirkulation von der Sonnentätigkeit abhängt, hat unter andern Hanzlik nachgewiesen. Conrad glaubte auch in den Kremsmünsterer Zerstreuungsmessungen einen Einfluß der Sonnenfleckenperiode gefunden zu haben. Solche Untersuchungen sollten meines Erachtens noch weiter ausgedehnt werden. Dazu müßte aber besonders bezüglich der Leitfähigkeit noch mehr Material vorliegen.

Und zum Schlusse möchte ich noch ausgedehntere Messungen des luftelektrischen Vertikalstromes in Vorschlag bringen. Wenn dieser durch kosmische Einflüsse bedingt wird, so ist anzunehmen, daß sein Gang über weiten Gebieten der Erde derselbe ist. Messungen des Leitungsstromes, die ich seinerzeit gemeinschaftlich mit Herrn Huber in Altdorf ausführte, haben diese Erwartung nicht bestätigt. Wenn auch in den Hauptzügen der Gang ein gleichmäßiger war, so ergaben sich im einzelnen doch von den lokalen Witterungsverhältnissen abhängige Abweichungen. Möglich ist es aber, daß direkte Strommessungen nach der Wilsonschen Methode ein anderes Resultat ergeben. Dort wo zwei annähernd in derselben Vertikale gelegene Stationen vorhanden sind, ließe sich auch prüfen, ob der Strom wirklich, wie bis jetzt meistens angenommen wird, längs seiner vertikalen Erstreckung konstant ist.

BESPRECHUNGEN.

A. Sieberg, Geologische, physikalische und angewandte Erdbebenkunde. Mit Beiträgen von B. Gutenberg. 8°. XIII und 572 S. Mit 178 Textabb. und 1 farbigen Weltkarte und 17 Hilfstafeln. Jena, Gustav Fischer. 1923. M. 18.—, geb. M. 20.—.

Die Fülle der Neuerscheinungen auf dem Gebiete der Geophysik zeigt, daß diese junge Wissenschaft in schneller Entwicklung begriffen ist. In den letzten beiden Jahren sind drei verschiedene Sammlungen geophysikalischen Inhalts entstanden: Probleme der kosmischen Physik (Henry Grand, Hamburg), geodynamische Probleme (Borntraeger, Berlin), geophysikalische Schriften (Borntraeger, Berlin), ferner zwei Zeitschriften, die Zeitschrift für angewandte Geophysik und die Zeitschrift für Geophysik. An wichtigen Handbüchern erschienen unter anderen: Einführung in die Geophysik, Prey, Mainka. Tams, 1921; Earth Evolution and its facial Expression, W. H. Hobbs 1921; The Earth, its origin, history and physikal constitution, H. Jeffreys, 1924 Andere, wie z. B. „Die Physik der Erde und des Kosmos"; B. V des Lehrbuches der Physik von Müller-Pouillet ist in Vorbereitung.

Das hier vorliegende Werk behandelt in dankenswerter Ausführlichkeit eins der wichtigsten Teilgebiete der Geophysik, die Erdbebenkunde. Das Buch enthält eine Einleitung: „Physikalische und geologische Grundlagen der Erdbebenforschung"; ferner sieben Abschnitte, in denen die Erdbeben von verschiedenen Gesichtspunkten aus behandelt werden. I. Begriff und Erscheinungsform: Die Art, Dauer und Richtung der Bewegung, die Wirkung auf Menschen, Bauwerke, auf die Erdoberfläche und das Meer. Stärke und Periodizität der Beben, Licht- und Schallerscheinungen bei Erdbeben. Im II. Abschnitt, Mechanik der Erdbeben, werden die instrumentellen Aufzeichnungen besprochen und im Anschluß daran Herd und Energie des Bebens und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bebenwellen. Der III. Abschnitt beschäftigt sich mit den verschiedenen Entstehungsarten, Einsturz-, Ausbruch-, Dislokations-Beben, der IV. Abschnitt (von B. Gutenberg) behandelt die physikalische Theorie der Erdbebenwellen und unsere Kenntnis vom Erdinnern auf Grund seismischer Forschung. Hierbei werden die verschiedenen Wellenarten besprochen, die bei Fern- oder Nahbeben auftreten, ferner auch verschiedene Versuche zur Ermittlung der Herdtiefe. Abschnitt V: Geographie der Erdbeben gibt eine Übersicht über das seismische Verhalten der verschiedenen Kontinente und Meere. Im VI. Abschnitt, Erdbebeninstrumente werden die gebräuchlichen Apparate beschrieben, sowie ihre praktische Handhabung und ihre Theorie (letztere von B. Gutenberg.) Abschnitt VII: Seismische Untersuchungsmethoden enthält die makroseismische Bearbeitung von Einzelbeben, Isoseisten-Karten, Erdbebenverwerfungen, Höhenänderung und ferner auch die Bearbeitung instrumenteller Aufzeichnungen und die Ermittlung der Bewegungsform und des Epizentrums aus ihnen.

Die Theorie der Erdbebenwellen und der Erdbebeninstrumente ist in dem vorliegenden Werke doppelt behandelt. Einmal ganz elementar, für Leser ohne besondere physikalische Vorbildung, ein Verfahren, das natürlich seine Gefahren besitzt, und zweitens für physikalisch vorgebildete Leser. Eine solche doppelte Behandlung hat ihre Vorteile, macht aber Wiederholungen und Längen unvermeidlich.

Das sehr reichaltige Buch gibt einen guten Überblick über die gesamte Fülle von Arbeiten, die die seismische Forschung bisher angehäuft hat, in geographischer, geologischer und physikalischer Richtung.

Die vielen Einzelheiten, die zahlreichen Bilder, graphischen Darstellungen und Tabellen machen das Buch sehr instruktiv und zur Einführung in die Erdbebenkunde geeignet. Leider sind jedoch, wohl wegen der Unkosten, verhältnismäßig wenig Seismogramme wiedergegeben. (Abb. 63, 64, 113, 126.) Es fehlt z. B. eine Wiedergabe der drei Komponenten eines Bebens.

Sehr wertvoll sind die eingehenden Literaturangaben, die am Schluß jeden Abschnittes zusammengestellt sind.

Der Physiker, für den vor allem Abschnitt IV und VI in Betracht kommt, wird vielleicht aus dem Buch den Eindruck gewinnen, daß in der Erdbebenkunde noch mancherlei ungeklärte Vorstellungen über die physikalische Natur der elastischen Deformationen bei Erdbeben und über ihre Fortpflanzung bestehen. Es möge ihm dies ein Ansporn zur Mitarbeit an der Lösung dieser Probleme sein. Die dazu nötige Orientierung über das vorliegende Beobachtungsmaterial und den heutigen Stand der Theorie läßt sich aus dem vorliegenden Werke wohl gewinnen.

G. Angenheister.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Marburg Dr. Friedrich Krollpfeiffer zum Mitglied des Direktoriums der Behring-Werke in Marburg, der Assistent für Physikalische und Elektro-Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. techn. Ing. Chem. Ferdinand Müller zum definitiven Professor an der Deutschen Handelsakademie in Prag, Professor Luigi Rolla zum Ordinarius für organische Chemie am Institut für höhere Studien in Florenz, A. C. Shead zum assistant Professor der Chemie an der Universität von Illinois, I. R. Withrow zum Professor der Chemie an der Ohio State University, der Dozent der organischen Chemie an dem University College Nottingham, H. Lambourne zum Leiter der Abteilung Chemie am Borough Polytechnic Institute London.

Ehrung. Dr. Raphael Ed. Liesegang in Frankfurt a. M. der Felix Cornu-Preis.

Verliehen: Dem früheren Leiter der Abteilung Organische Chemie der Universität Leeds Dr. I. B. Cohen die Bezeichnung Professor emeritus.

Gestorben: Der ord. Professor der theoretischen Astronomie und Astrophysik an der Universität München und Direktor der Sternwarte daselbst Geheimer Rat Dr. Hugo von Seeliger.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz (4)

Hörsaal- und Laboratorien-Einrichtungen

Physikalische Apparate

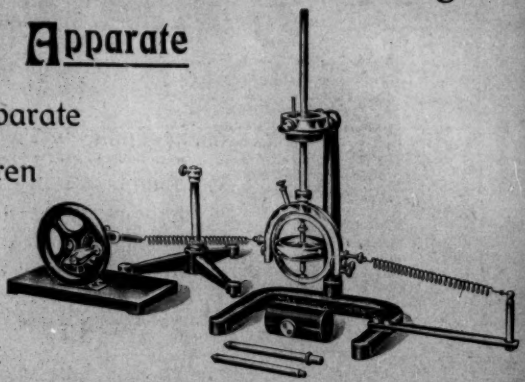
Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch



Kreiselapparat nach Prof. Dr. Eugen Meyer
zur Demonstration der Verwendung des Kreisels in der Technik

Carl Schleicher & Schüll
Düren, Rheinland

Schutz-Marke
Skizzir-Profil-Papier.

empfehlen

Millimeter-Zeichen- u. Pause-Papiere in Rollen, Bogen u. Blocks in unübertroffener Herstellung.
Koordinaten, Logarithmen-, Sinus- u. Windrosenpapiere.
Blätter für Registrierapparate aller Art.
Allerbeste: Zeichen-, Pause-, durchsichtige Entwurf-Papiere, Pauseleinwand.

Muster auf Anfrage kostenlos.

Prismen, Linsen, Platten
aus
Kalkspat, Flußspat, Quarz, Steinsalz, Glas.
Gyps- und Glimmerpräparate.
Preisliste gratis.

R. Halle Nachfolger, Optisches Institut.
Berlin-Steglitz.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

W. Moede
Experimentelle Massenpsychologie
Mit 16 Abb. 8°. (IX u. 239 S.) 1920.
Geh. G.-M. 4.—, $ —.95, geb. G.-M. 5.—, $ 1.20.

Der Betriebsleiter, der mit Arbeitermassen oder -gruppen zu tun hat, jeder, der Wirkungen auf die Massen auslösen will, alle werden in diesem Neuland von den Bäumen Früchte der Erkenntnis pflücken, die ihr geistiges Rüstzeug schärfen. Moede baut auf selbst erkanntem und versuchtem Tatsachenmaterial auf. Phantasieschlüsse sind ihm fremd. Und gerade deshalb ist seine Arbeit wertvoll. (Ingenieur-Zeitung.)

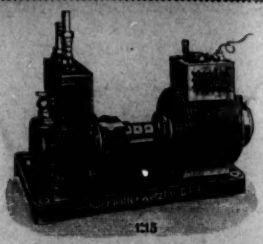
Bibliothek wird fortgesetzt.

Pfeiffer's

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



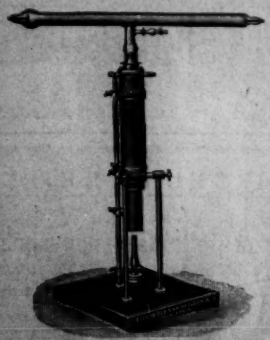
Pat. Kammer-Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln-a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.